



Etude des réactions à courants neutres avec production d'un pion induites par des antineutrinos muoniques

Jean-Louis Guyonnet

► To cite this version:

Jean-Louis Guyonnet. Etude des réactions à courants neutres avec production d'un pion induites par des antineutrinos muoniques. Physique [physics]. Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 1981. Français. NNT: . tel-00396155

HAL Id: tel-00396155

<https://theses.hal.science/tel-00396155>

Submitted on 17 Jun 2009

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

C.R.N.

N^o d'Ordre

1323

CRN/HE 81-11

THESE

présentée

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

par

Jean - Louis GUYONNET

ETUDE DES REACTIONS A COURANTS NEUTRES AVEC PRODUCTION
D'UN PION INDUITES PAR DES ANTINEUTRINOS MUONNIQUES



Institut National
de Physique Nucléaire
et de Physique
des Particules

Université
Louis Pasteur
de Strasbourg

N° d'ordre
1323
CRN/HE 81-11

THESE

présentée

*A l' U.E.R. DES SCIENCES DE LA MATIERE
DE L'UNIVERSITE LOUIS PASTEUR DE STRASBOURG*

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

par

Jean - Louis GUYONNET

**ETUDE DES REACTIONS A COURANTS NEUTRES AVEC PRODUCTION
D'UN PION INDUITES PAR DES ANTINEUTRINOS MUONIQUES**

Soutenue le 30 Mars 1981 devant la Commission d'Examen:

MM. P.CHEVALLIER

G.MONSONEGO

M.PATY

P.MUSSET

R.TURLAY

A.PULLIA

Président

Rapporteurs internes

Rapporteur externe

Membres invités

LISTE DES PROFESSEURS, MAÎTRES DE CONFÉRENCES DIRECTEURS ET MAÎTRES DE RECHERCHE CNRS ET INSERM

Président	Professeur	F.MARCOUX
Vice-Présidents	Professeur	Ph.ROPARTZ
	Professeur	H.DURANTON
Présidents honoraires	Professeurs	G.OURISSON P.KARLI
Secrétaire Général	Monsieur	G.KIEHL

U.E.R. DES SCIENCES MÉDICALES

U.E.R. des Sciences Médicales	Directeur	Marc DORNER
U.E.R. des Sciences Biomédicales	Directeur	André KIRN

Professeurs honoraires J.CALLOT J.CLAVERT Fr.ISCH.

Professeurs honoraires A.BASSET J.BENOIT J.CALLOT J.CLAVERT E.FORSTER G.GREINER Ch.GROS A.JUNG Ch.KAYSER P.MANDEL
METZGER P.MULLER A.ROHMER F.SCHMID E.SCHNEEGANS J.SEROR J.STAHL J.VEDRINE P.VINTEMBERGER J.WARTER
WINCKLER

Professeurs

ADLOFF APROSIO ARON ASCH BATZENSCHLAGER BEYER BLOCH BLOCH BOCKEL BOLLACK BRINI BRONNER BUCHHEIT BUCK BURGHARD CHAMBRON CHAMPY CHAUMONT COLLARD CONRAUX DELLENBACH DORNER EBTINGER FABRE FINCKER GANDAR GAUTHIER-LAFAYE	Chirurgie générale Anatomie et Organogénèse Histologie Rhumatologie Anatomie Pathologique Clin.de Pédiatrie et Pédiatrie Radiologie Pharmacologie Hépatologie, Gastro-entérologie Urologie Ophtalmologie Clin. Ophtalmologique Neurochirurgie Clin.Chirurgicale des Enfants Clin.et Prophylaxie de la Tuberc. Biochimie Physique biologique Stomatologie Médecine légale et Méd.Sociale Neurologie Oto-Rhino-Laryngologie Gynécol. et Obstétrique Clin. Médicale B Psychiatrie infantile Histologie Clin. Médicale B Clin.Gynécol.et Obstétrique Anesthésiologie	J.GRENIER E.GROSSHANS P.HABEREY J.HERAN L.HOLLENDER J.L.IMBS Fr.ISCH L.ISRAEL H.JAHN J.JUIF Th.KAMMERER P.KARLI B.KELLER I.KEMPF I.KEMPF A.KIENY A.KIRN J.G.KORITKE M.KREMER G.LANG J.LAVILLAUREIX Y.LEGAL J.M.LEVY J.M.MANTZ F.MARCOUX J.MARESCAUX Ch.MARX S.MAYER	Chirurgie générale Clin.Dermatol.et Syphiligraphique Physiologie Méd.et Chir.Experim.et Comparée Chir. Digestive et Générale Pharmacologie Rééducation fonctionnelle Psychiatrie d'Adultes Néphrologie Pédiatrie et Pédiatrie Clin. Psychiatrie Neurophysiologie Clin.Gynécol.et Obstétrique Radiologie Orthopédie et Traumatologie Pathol.et Clin.Sémiol.Chir Virologie Anatomie Normale Parasitol.et Pathol.tropicale Orthop. et Traumatologie Hygiène Anatomie Pathologique Pédiatrie, Génétique médicale Réanimation Médicale Médecine du Travail Histologie Physiologie Hématologie	J.MEHL G.METHLIN S.METZ R.MINCK Q.MORAND E.PHILIPPE R.RENAUD P.REVILLE Ph.REYS E.ROEGEL F.ROHMER J.V.RUCH Y.RUMPLER A.SACREZ G.SCHAFF E.SCHVINGT J.SCHWARTZ A.SIBILLY L.SINGER F.STEPHAN D.STORCK G.VINCENDON R.VOEGTLIN A.WACKENHEIM P.WARTER J.P.WEILL D.WILLARD J.P.WITZ	Médecine du Travail Physique biologique Physiologie appliquée Bactériol.Virol.Immunol Gen Chirurgie thoracique Anatomie pathologique Gynécologie et Obstétrique Endocrinol.Métabol.et Nutrit Chir.Gén.Hôp.L.Pasteur Colmar Pneumologie Phthisiologie Clin. Neurologique Biologie médicale Embryol.et Morphol.experim Cardiologie Physiologie Clin.Chir.Orthop.et Traumatol Pharmacol.et Méd. Experim Clinique Chirurgicale A Psychiatrie d'Adultes Pathol.Gen.et Experimentale Clinique médicale A Biochimie Thérapeutique Radiologie Radiologie Gastro-Entérol.et Hydrol.Therap Pédiatrie, Génétique Médicale Chirurgie thoracique
--	---	--	---	--	--

Professeurs conventionnés

A.PETROVIC	Physiologie	E.WEIL	Toxicologie industrielle
------------	-------------	--------	--------------------------

Maîtres de Conférences Agrégés

BABIN BAREISS BOURJAT BRECHENMACHER M.BROGARD CONSTANTINESCO DOUPEYRON EISENMANN FLAMENT GEISERT P.GERHARD GERLINGER MIMLER J.JAECK JAEGER J.JEFFE	Orthopédie et Traumatologie Médecine interne Radiologie Cardiologie Médecine interne Physique biologique Anesthésiologie Chirurgie cardio-vasculaire Ophtalmologie Pédiatrie, Génétique médicale Ophtalmologie Embryologie Médecine interne Chirurgie générale Réanimation médicale Rééducation fonctionnelle	P.KEHR R.KELING J.KEMPF T.KIEN TRUONG G.KLOTZ F.KUNTZMANN D.KURTZ J.M.LANG D.MAITROT J.L.MANDEL J.MARESCAUX J.MARK J.MESSER C.MEYER H.MONTEIL F.OBERLING	Orthopédie et Traumatologie Cancerologie Biochimie Parasitologie Oto-Rhino-Laryngologie Médecine interne Neurologie Maladies du sang Neurochirurgie Biochimie Chirurgie générale Biochimie Pédiatrie, Génétique médicale Chirurgie générale Bactériologie Hématol., Maladies du sang	J.C.OTTENI G.PAULI J.RITTER M.ROOS P.SAUVAGE G.SAVA J.P.SCHIEBER G.SCHLAEDER J.L.SCHLIENGER H.SICK C.STOLL J.D.TEMPE J.TONGIO J.P.WALTER J.M.WARTER A.WILK	Anesthésiologie Pneumologie Phthisiologie Gynécol. et Obstétrique Histologie Médecine infantile Chirurgie générale Physiologie Gynécologie et Obstétrique Médecine interne Anatomie et Organogénèse Pédiatrie, Génétique médicale Réanimation médicale Radiologie Radiologie Neurologie Stomatologie
---	--	---	---	---	---

Maîtres de Conférences Conventionnés

A.MALAN	Physiologie respiratoire	J.J.VOGT	Thermophysiologie
---------	--------------------------	----------	-------------------

Directeur de Recherche A.PETROVIC* - Physiologie - M.JACOB* - Biochimie

Maîtres de Recherche

A.GAUTHIERE+ G.GOMBOS+ K.HAFENSTENGER+ S.LFELER+	Thermologie biomédicale Neurochimie Endocrinologie Chimie organique	G.REBEL+ R.RECHENMANN+ M.SENSENBRENNER+ J.VELLY+	Neurochimie Biophys.des Rayonnements Neurochimie Pharmacologie	N.VIRMAUX-COLIN+ J.J.VOGT+ A.WAKSMANN+	Neurochimie Thermophysiologie Neurochimie
---	--	---	---	--	---

U.E.R. D'ODONTOLOGIE

Directeur **Robert FRANK**

Professeurs :

P. DOCCQ R. FRANK	Dentisterie opératoire Biologie et Matière fondamentale	P. KLEWANSKY J. LITZLER	Parodontologie Prothèse
----------------------	--	----------------------------	----------------------------

Professeurs de premier grade :

P. BASTIAN J. COMTE P. HAAG	Prothèse Dentisterie Opératoire Pathol. et Thérap. dentaires	J. L. LACOSTE M. LANGER P. NICOLAS	Orthopédie dento-faciale Prothèse Pathol. et Thérap. dentaires	A. SCHLIENGER	Prothèse
-----------------------------------	--	--	--	---------------	----------

Professeurs de deuxième grade :

P. ALLEMANN P. BACON M. BOLENDER P. CAHEN	Dentisterie Opératoire Orthopédie dento-faciale Orthopédie dento-faciale Biologie et Matière fondamentale	J. P. CHARLIER S. KAESS M. LEIZE	Orthopédie dento-faciale Pathol. et Thérap. dentaires Prothèse	J. J. ROTH J. SCHMERMAIER H. TENENBAUM	Parodontologie Pédodontie préventive Parodontologie
--	--	--	--	--	---

U.E.R. DES SCIENCES PHARMACEUTIQUES

Directeur **Pierre MÉTAIS**

Doyens honoraires : P. DUQUENOIS - N. HASSELMANN - G. DIRHEIMER.

Professeurs honoraires : P. CORDIER - J. P. EBEL - G. GAZET du CHATELIER - P. JAEGER

Professeurs

P. ANTON P. CARBIENER G. DIRHEIMER P. FERARD P. GAIRARD P. GERARD P. HASSELMANN P. HASSELMANN (dit) P. JUNG	Pharmacognosie Botanique Toxicologie Chimie biologique Physiologie Physique et Biophysique Chim. Anal. et Bromatol. Chimie Analytique Pharmacie chimique	J. C. KOFFEL H. LAMI Y. LANDRY C. LAPP P. LAUGEL G. LAUSTRIAT J. MALGRAS C. MATHIS P. MÉTAIS	Pharmacie chimique Mathématiques Pharmacologie Chimie générale et minérale Chimie analytique Physique Immunologie Pharmacie galénique Biochimie	B. PESSON Ph. POINDRON J. SCHREIBER A. STAHL A. STAMM J. C. STOCLET D. VIDON C. G. WERMUTH	Parasitologie Virologie Chimie organique Biochimie pharmaceutique Pharmacie galénique Pharmacodynamie Bactériologie Chimie organique
---	--	--	---	---	---

Professeur conventionné : B. ROTH-SCHNECHTER - Pharmacodynamie

Maître de Recherche : I. N. S. E. R. M. - J. BIETH - Enzymologie

U.E.R. DE SCIENCES HUMAINES

U.E.R. de Géographie

Directeur **Pierre MICHEL**

U.E.R. des Sciences du Comportement et de l'Environnement

Directeur **Bruno WILL**

Professeurs honoraires : E. JUILLARD - R. RAYNAL.

Professeurs

P. LEGRAND P. MICHEL A. MOLES	Sciences de l'Education Géographie Psychologie sociale	H. NONN H. REYMOND R. SCHWAB	Géographie Géographie Géographie	A. TABOURET-KELLER M. TARDY J. TRICART	Psychologie Psycho-pédagogie Géographie
-------------------------------------	--	------------------------------------	--	--	---

Directeur de Recherche : C. N. R. S. - S. RIMBERT - Géographie

U.E.R. DES SCIENCES ÉCONOMIQUES

Directeur **Jean-Luc GAFFARD**

Doyens honoraires : P. CHAMLEY - J. P. FITOUSSI.

Professeur honoraire : P. L. REYNAUD.

Professeurs

P. ARTZNER P. BILGER A. CHABERT	Mathématiques Sciences Économiques Sciences Économiques	P. CHAMLEY R. DOS SANTOS FERREIRA J. P. FITOUSSI (dit)	Sciences Économiques Sciences Économiques Sciences Économiques	P. LAGERARD-VARET G. KOENIG J. J. OBRECHT	Sciences Économiques Sciences Économiques Gestion
---------------------------------------	---	--	--	---	---

Professeur conventionné : H. CULMANN

Chargés de Conférences : R. ERRES - A. LOSSER

Mathématiques
Sciences Physiques et Chimiques
Sciences de la Matière
Sciences de la Vie et de la Terre
Sciences du Comportement et de l'Environnement
Ecole d'Application des Hauts Polymères
Ecole Nationale Supérieure de Chimie
Observatoire
Physique du Globe
Ecole Nationale Supérieure de Physique

Directeur **Gérard SCHIFFMANN**
 Directeur **Henri BENOIT**
 Directeur **Jean José FRIED**
 Directeur **Geneviève LEBEURIER**
 Directeur **Bruno WILL**
 Directeur **Morand LAMBLA**
 Directeur **Marc DAIRE**
 Directeur **Alphonse FLORSCH**
 Directeur **Roland SCHLICH**
 Directeur **Gilbert SUTTER**

Doyens honoraires : P.LACROUTE - J.H.VIVIEN - G.MILLOT.

Professeurs honoraires : J.BRENET - J.BYE - H.CARTAN - C.CHABAUTY - A.CHRETIEN - J.DENY - Mlle S.GILLET - S.GORODETZKY - R.HOCART - P.JOLY - P.LACROUTE - R.LECOLAZET - G.LEMEE - P.L'HERITIER - A.LICHNEROWICZ - A.MAILLARD - L.NEEL - J.PARROD - A.ROCHE - R.ROHMER - J.P.ROTHE - L.SACKMANN - Ch.SADRON - H.SAUCIER - F.STUTINSKY - H.VILLAT - J.H.VIVIEN - Et.WOLFF.

Maître de conférence honoraire : R.WEIL.

Professeurs :

J.P.ADLOFF Chimie nucléaire
 R.ARMBRUSTER Physique
 P.ARTZNER Mathématiques
 V.AVANISSIAN Analyse Supérieure
 G.BARBANCON Mathématiques
 F.BECKER Physique mathématique
 N.BEFORT (dét.) Biochimie
 C.BENEZRA Dermato-Chimie
 H.BENOIT Physicochim.macro-mol.
 P.BENVENISTE Physiologie végétale
 D.BERNARD Méth.Math.de la Physique
 J.C.BERNIER Chimie générale
 J.BONNIN Géophysique interne
 Y.BOULANGER Biochimie
 J.F.BOUTOT Mathématiques
 M.BRINI Chimie
 J.BROSSAS Chimie macromoléculaire
 C.BURGGRAF Minéralogie
 H.BURNAGE Mécanique des Fluides
 R.CERF Physique générale
 P.CHARTIER Chimie
 P.CHEVALLIER Physique
 A.CLAUSSE Chimie
 A.COCHÉ Physique nucléaire
 M.DAIRE Chim.Phys.Indus.et Sc.des Matér.
 H.DANAN Phys.Atom.et Phys.du Solide
 E.DANIEL Physique expérimentale
 M.DAUNE Biophysique
 J.DEHAND Chimie générale
 A.DELUZARCHE Chimie
 J.DEMUYNCK Chimie organique
 G.DUNOYER de SEGONZAC Géologie
 H.DURANTON Botanique
 J.P.EBEL Biochimie
 J.P.EBERHART Minéralogie
 V.ERN Physique
 J.FARAUT Mathématiques
 P.FEDERLIN Chimie

P.FELTZ
 X.FERNIQUE
 J.G.FISCHER
 D.FOATA
 E.FOLLENIUS
 J.J.FRIED
 D.FROELICH
 A.FUCHS
 A.GAGNIEU
 J.C.GALL
 A.GALLMANN
 F.GAUTIER
 R.GERARD
 G.GLAESER
 C.GODBILLON
 M.GOUNOT
 M.GROSSMANN
 M.GROSS
 L.HIRTH
 C.JASCHEK
 J.P.JOUANLOU
 F.JUNDT
 T.JUTEAU
 C.KEDINGER
 A.KIENEMANN
 R.KIRSCH
 F.LACROUTE
 J.C.LAFON
 A.M.LAMBERT
 M.LAMBLA
 G.LEBEURIER
 J.LEITE-LOPES
 P.LEMOINE
 M.LEROY
 F.LOOR
 J.LUCAS
 D.MAGNAC
 J.MARTINET
 P.MIALHE

Physiologie animale
 Mathématiques
 Chimie
 Mathématiques
 Zoologie
 Mécanique des Fluides
 Chim.Gén.Chim.Physique
 Mécanique rationnelle
 Botanique
 Géologie
 Physique
 Mathématiques
 Mathématiques
 Mathématiques
 Botanique
 Physique
 Chimie Physique
 Microbiologie
 Astronomie
 Mathématiques
 Phys.nucl.et corp.et théor.phys.
 Minéralogie
 Biochimie
 Chimie appl.et Génie chim.
 Zoologie
 Biologie végétale
 Informatique appliquée
 Biologie
 Chimie générale
 Microbiologie
 Phys.nucl.et corpusculaire
 Chimie
 Chimie
 Immunologie
 Géologie
 Physique
 Mathématiques
 Physiologie animale

A.MICHARD Géologie
 M.MIGNOTTE Informatique
 G.MILLOT Géologie et Paléontologie
 G.MONSonego Physique théorique
 B.MORIN Mathématiques I
 J.OSBORN Chimie
 G.OURISSON Chimie
 J.M.PAULUS Chimie générale
 J.P.RAMIS Mathématiques générales
 G.REEB Topologie
 Ph.RICHARD Physiologie animale
 J.J.RIEHL Chimie
 Cl.ROBERT Physique
 Ph.ROPARTZ Psycho-Physiologie
 J.ROUX Botanique
 F.SCHALLER Biologie générale
 G.SCHIFFMANN Mathématiques
 A.SCHMITT Physique
 J.P.SCHWING Chimie
 M.J.SCHWING Chimie Physique
 M.SIESKIND Physique
 G.SOLLADIE Chimie organique
 J.SOMMER Chimie appliquée
 G.SUTTER Physique électronique
 Ch.TANIELIAN Chimie
 J.TERRISSE Chimie
 J.J.THIEBOLD Biologie animale
 D.VIAUD Mathématiques
 R.VOLTZ Physique théorique
 J.H.WEIL Biochimie
 G.WEILL Physique
 R.WEISS Chimie
 P.L.WENDEL Physique
 B.WILL Psycho-Physiologie
 C.WINTER Chimie
 C.WIPPLER Physicochimie des Hts Polymères
 J.WUCHER Physique
 B.WURTZ Biochimie

Professeur adjoint : J.SITTLER - Géologie

P.BOUVEROT - Physiologie respiratoire - P.DEJOURS - Physiologie respiratoire.

Professeurs Associés :

A.BANDERET E.A.H.P.
 B.BOURROUILH Géophysique
 M.E.CONSTANTIN Chimie

S.CHAUDHURI Géologie
 K.M.KADISH Chimie

R.E.RHOADS Biochimie
 T.TANAKA Physique

Professeurs conventionnés : P.BOUVEROT

Physiologie respiratoire

P.DEJOURS

Physiologie respiratoire

Astronomes adjoints : A.FLORSCH - A.FRESNEAU

Astronome adjoint associé : M.JASCHEK - Astronomie

Physiciens (Physique du Globe) : P.HOANG TRONG - Géophysique int. - R.MONTIGNY - Géophysique int. - E.PETERSCHMITT - Géophysique int.

Directeurs de Recherche C.N.R.S. :

P.ALBRECHT Chimie
 J.F.BIELLMANN Chimie
 P.BOUVEROT Physiologie respiratoire
 P.DEJOURS Physiologie respiratoire
 A.KNIPPER Phys.nucl.et corpusculaire
 A.KOVACS Physicochimie macromoléculaire

J.MARCHAL Physicochimie macromoléculaire
 P.A.MEYER Mathématiques
 A.J.P.MEYER Physique
 A.PORTE Biologie cellulaire
 P.REMPF Physicochimie macromoléculaire
 R.SCHLICH Géophysique marine

A.SKOUlios Physicochimie macromoléculaire
 M.VAN REGENMORTEL Virologie
 A.VEILLARD Chimie moléculaire
 R.ZANA Physicochimie macromoléculaire
 A.ZUKER Physique théorique

Maîtres de Recherche C.N.R.S. :

J.CHABBE Physicoch.des interactions et des interfaces
 E.ASLANIDES Phys.nucl.et corpusculaire
 F.BECK Phys.nucl.et corpusculaire
 G.BECK Biochimie
 J.P.BECK Physiologie
 R.BERTINI Physique nucléaire
 M.BONHOMME Géologie
 H.BRAUN Physique nucléaire
 P.BRAUNSTEIN Chimie
 M.C.CADEVILLE Physique des Solides
 H.CALLOT Chimie
 S.CANDAUX Physique
 M.CHAMPAGNE Biophysique
 J.CHEVALLIER Physique nucléaire
 J.P.COFFIN Phys.nucl.et corpusculaire
 A.CORET Physique
 M.CROISSIAUX Phys.nucl.et corpusculaire
 D.DISDIER Phys.nucl.et corpusculaire
 J.DOUBINGER Géologie
 F.DURST Physiologie végétale
 S.EL KOMOSS Physique
 M.FRANCK-NEUMANN Chimie organique
 B.FRANÇOIS Physicoch.macromoléculaire
 E.FRANTA Physicochimie moléculaire
 J.M.FRIEDT Physicoch.des interactions et des interfaces
 B.FRITIG Virologie
 Y.GALLOT Physicoch.macromoléculaire
 J.P.GERBER Phys.nucl.et corpusculaire
 R.GIEGE Biologie cellulaire

Ph.GRAMAIN Physicoch.macromoléculaire
 J.B.GRUN Physique
 J.HERZ Physicoch.macromoléculaire
 J.HOFFMANN Biologie animale
 G.KAUFMANN Chimie
 G.KEITH Biochimie
 J.P.KINTZINGER Chimie
 B.KOCH Physiologie
 E.KOCHANSKI Struct.et dynam.moléc.-Chimie de coordination
 B.LANG Cristallographie
 J.LANG Physicoch.macromoléculaire
 P.LAURENT Physiol.comparée des régul.
 A.LEJEUNE Phys.nucléaire théorique
 CILERAY Physiol.comparée des régul.
 F.LEYENDECKER Chimie
 B.LOTZ Physicoch.macromoléculaire
 B.LUJ Chimie organique
 G.MAIRE Chimie
 A.MALAN Physiologie respiratoire
 E.MARCHAL Physicoch.mol.et macromol.
 R.MORAND Phys.nucl.et corpusculaire
 D.MORAS Chimie
 Th.MULLER Phys.nucl.et corpusculaire
 G.MUNSCHY Physique
 M.NAUCIEL-BLOCH Physique des Solides
 A.NICOLAEFF Virologie végétale
 H.PAQUET Géologie
 M.PATY Phys.nucl.et corpusculaire
 C.PICOT Physicoch.macromoléculaire
 L.PINCK Biologie cellulaire

P.POIX Chimie
 J.POUYET Biophysique
 B.REES Chimie
 P.REMY Biochimie
 J.RINGEISEN Physique
 J.P.ROTH(s.Dir.Inst.de Recherche) Physicoch.macromoléculaire
 J.P.SAUVAGE Chimie
 R.SCHANTZ Physiologie végétale
 F.SCHEIBLING Phys.nucl.et corpusculaire
 F.SCHUBER Chimie organique
 S.SCHULZ Phys.nucl.et corpusculaire
 C.SCHWAB Physique
 R.SELTZ Phys.nucl.et corpusculaire
 P.SIFFERT Phys.nucl.et corpusculaire
 Cl.SITTLER Géologie
 M.E.STOECKEL Biol.des interactions cellulaires
 Cl.STRAZIELLE Physicoch.macromoléculaire
 M.SUFFERT Phys.nucl.et corpusculaire
 K.TAORE Physicoch.atom.et ionique
 R.VAROGUI Physicoch.macromoléculaire
 R.WAGNER Phys.nucl.et corpusculaire
 G.WALTER Phys.nucl.et corpusculaire
 Fr.WEBER Géologie
 J.P.WENIGER Zoologie
 J.WITZ Biologie cellulaire
 R.WOLFF Chimie
 J.P.ZILLINGER Physique
 L.ZILLIOX Mécanique des Fluides

A ma mère

A Benjamin
et Suzanne

TABLE DES MATIERES

	Page
INTRODUCTION	1
CHAPITRE I : CONDITIONS EXPERIMENTALES	7
I.1 - LE FAISCEAU D'ANTINEUTRINOS	7
I.2 - LE DETECTEUR	13
CHAPITRE II : SELECTION DES EVENEMENTS	23
II.1 - DEPOUILLEMENT, MESURE ET CLASSIFICATION DES EVENEMENTS	23
II.2 - PROBLEMES LIES A L'IDENTIFICATION DES PARTICULES	29
II.2.1 - Probabilité de détection d'un gamma et efficacité de détection du π^0	29
II.2.2 - Efficacité de détection du π^-	34
II.2.3 - Efficacité de détection du π^+	38
2.3.1 - Ambiguïté π/p pour les traces qui inter- agissent et qui sortent	38
2.3.2 - Efficacité de détection du π^+ dans la gerbe hadronique d'un événement courant chargé	50
2.3.3 - Efficacité de détection du π^+ dans les courants neutres.....	51
II.2.4 - Ambiguïté muon-hadron dans les traces L^+ sélection- nées comme muons	54
II.3 - OBTENTION DU LOT EXPERIMENTAL	60
II.3.1 - Réaction $\bar{\nu}p \rightarrow \bar{\nu}p\pi^0$ (1)	60
II.3.2 - Réaction $\bar{\nu}p \rightarrow \bar{\nu}n\pi^+$ (2)	63
II.3.3 - Réaction $\bar{\nu}n \rightarrow \bar{\nu}n\pi^0$ (3)	65
II.3.4 - Réaction $\bar{\nu}n \rightarrow \bar{\nu}p\pi^-$ (4)	69
II.3.5 - Réaction $\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+n\pi^0$ (5)	73
II.4 - EFFICACITE DU DEPOUILLEMENT	76
II.5 - CONCLUSION	77

CHAPITRE III : BRUITS DE FOND ET CORRECTIONS NUCLEAIRES, OBTENTION DE NOMBRES D'EVENEMENTS PROPORTIONNELS AUX SECTIONS EFFICACES DE PRODUCTION D'UN PION SUR NUCLEON	81
III.1 - BRUIT DE FOND DU AUX NEUTRONS	81
III. .1 - Bruit de fond "skyshine"	85
III. .2 - Bruit de fond en équilibre	89
III.2 - BRUIT DE FOND DU AUX EVENEMENTS A 2 PIONS PRODUITS	97
III.2.1 - Bruit de fond dû à la non-détection du π^0	98
III.2.2 - Bruit de fond dû à l'absorption d'un pion	99
III.3 - BRUIT DE FOND DU AUX π^+ NON IDENTIFIES PARMI LES TRACES AMBIGUES π/p	101
III.4 - BRUIT DE FOND DU AUX PIONS QUI SORTENT DE LA CHAMBRE	102
III.5 - CORRECTION POUR LES PROTONS QUI SORTENT DE LA CHAMBRE	102
III.6 - PERTES DUES A LA NON-IDENTIFICATION DES PIONS. OBTENTION D'UN LOT D'EVENEMENTS "PROPRES ET SALES" A UN PION PRODUIT PAR DES ANTI- NEUTRINOS	103
III.7 - TRAITEMENT DES EFFETS NUCLEAIRES. OBTENTION DE NOMBRES D'EVENEMENTS PROPORTIONNELS AUX SECTIONS EFFICACES DE PRODUCTION D'UN PION PAR LES ANTINEUTRINOS	106
III.7.1 - Les hypothèses du modèle	107
III.7.2 - Les ingrédients expérimentaux	109
III.7.3 - Calibration des paramètres et tests du modèle	116
III.7.4 - Le programme de simulation	119
III.7.5 - Application à notre expérience	122
CHAPITRE IV : INTERPRETATION DES RESULTATS	131
IV.1 - RAPPELS SUR LA THEORIE UNIFIEE DES INTERACTIONS FAIBLE ET ELECTROMAGNETIQUE DE WEINBERG ET SALAM	131
IV.2 - LES MODELES THEORIQUES DE PRODUCTION D'UN PION PAR COURANT NEUTRE	140
IV.2.1 - Le modèle d'Adler	140
IV.2.2 - Le modèle de Fogli et Nardulli	141

IV.3 - INTERPRETATION DES RESULTATS	144
IV.3.1 - Détermination des sections efficaces	144
IV.3.2 - Détermination des rapports de sections efficaces	147
3.2.1 - Comparaison avec les prédictions du modèle d'Adler ..	149
3.2.2 - Comparaison avec les prédictions du modèle de Fogli et Nardulli	149
IV.3.3 - Etude sur la structure en isospin du courant neutre faible ..	153
CONCLUSION	165
REFERENCES	167

I N T R O D U C T I O N

L'étude expérimentale des interactions faibles s'est longtemps limitée à celle des désintégrations des noyaux et des particules. Avec la mise au point des faisceaux neutrinos dans les années 60, la physique expérimentale des neutrinos a ouvert un champ nouveau d'étude des interactions faibles. Parallèlement la théorie progressait, devenait renormalisable par construction d'un lagrangien invariant de jauge unifiant les interactions faible et électromagnétique. L'existence de courant neutre faible induit par des neutrinos et antineutrinos prédit par la théorie de jauge unifiée proposée par Weinberg et Salam, a été mise en évidence expérimentalement en 1973 dans la chambre à bulles Gargamelle utilisant du fréon comme détecteur. La connaissance du courant neutre hadronique était alors limitée aux processus inclusifs. Une nouvelle expérience a été proposée en 1974 avec Gargamelle remplie d'un liquide plus léger que le fréon pour entreprendre l'étude des processus exclusifs induits par des neutrinos et des antineutrinos produits au P.S. du CERN.

En particulier, l'étude de la production d'un pion par courant neutre faible est à même d'apporter des informations sur la structure en isospin du courant neutre hadronique faible et d'établir des comparaisons avec les prédictions de la théorie de Weinberg-Salam basée sur le groupe d'invariance $SU(2) \times U(1)$ alliée à des modèles théoriques de production d'un pion.

Les quatre réactions de production d'un pion induites par des antineutrinos que nous nous proposons d'étudier sont les suivantes :

$$\bar{\nu}_{\mu} p \rightarrow \bar{\nu}_{\mu} p \pi^0 \quad (1)$$

$$\bar{\nu}_{\mu} p \rightarrow \bar{\nu}_{\mu} n \pi^+ \quad (2)$$

$$\bar{\nu}_{\mu} n \rightarrow \bar{\nu}_{\mu} n \pi^0 \quad (3)$$

$$\bar{\nu}_{\mu} n \rightarrow \bar{\nu}_{\mu} p \pi^- \quad (4)$$

Les prédictions théoriques étant formulées en termes de rapport de sections efficaces courant neutre sur courant chargé, nous étudierons en parallèle la réaction de production d'un pion neutre par courant chargé :

$$\bar{\nu}_{\mu} p \rightarrow \mu^+ n \pi^0 \quad (5)$$

Le premier chapitre de notre travail est consacré à la présentation des conditions expérimentales. La sélection des événements candidats aux réactions ci-dessus, ainsi que la détermination des efficacités de détection des particules entrant en jeu dans ces processus sont l'objet du deuxième chapitre.

Notre lot expérimental est essentiellement contaminé par des événements de bruit de fond dus aux neutrons et aux événements à 2 pions produits dont l'un échappe à la détection. De plus, le liquide de détection étant composé de 90 % de nucléons liés, il nous faut prendre en compte les réinteractions qui peuvent avoir lieu à l'intérieur du noyau et subséquemment modifier l'état final hadronique. Les corrections relatives aux bruits de fond et aux réinteractions nucléaires que nous appliquons dans le but d'obtenir des nombres d'événements proportionnels aux sections efficaces de production d'un pion sur nucléon seront traitées dans le troisième chapitre.

Le quatrième chapitre est consacré à l'interprétation théorique des résultats. Les rapports de production d'un pion :

$$\bar{R}_1 = \frac{\sigma(\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \bar{\nu}_\mu p \pi^0)}{\sigma(\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+ n \pi^0)}$$

$$\bar{R}_2 = \frac{\sigma(\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \bar{\nu}_\mu n \pi^+)}{\sigma(\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+ n \pi^0)}$$

$$\bar{R}_3 = \frac{\sigma(\bar{\nu}_\mu n \rightarrow \bar{\nu}_\mu n \pi^0)}{\sigma(\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+ n \pi^0)}$$

$$\bar{R}_4 = \frac{\sigma(\bar{\nu}_\mu n \rightarrow \bar{\nu}_\mu p \pi^-)}{\sigma(\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+ n \pi^0)}$$

sont comparés avec les prédictions de modèles théoriques traitant de la production d'un pion dans le cadre de la théorie de Weinberg-Salam.

Enfin, nos résultats expérimentaux sont interprétés en termes de structure en isospin du courant neutre hadronique faible.

CHAPITRE I

CONDITIONS EXPERIMENTALES

Cette expérience a débuté au CERN en été 1974, en utilisant le faisceau d'antineutrinos produits à partir du faisceau primaire de protons du synchrotron du CERN, éjectés à l'énergie de 26 GeV. Le détecteur utilisé est la grande chambre à bulles à liquide lourd Gargamelle remplie d'un mélange propane-fréon.

Six laboratoires européens ont constitué une collaboration pour l'analyse de cette expérience : Bari, Bergen, Milan, Strasbourg, Turin et Londres (UCL).

La totalité de la prise des photographies s'est faite durant 4 périodes étalées de 1974 à 1976 et appelées Runs 40, 42, 45 et 46.

I.1 - LE FAISCEAU D'ANTINEUTRINOS

Nous ne ferons qu'un résumé assez bref des caractéristiques générales du faisceau, une description détaillée pouvant être trouvée en particulier dans la thèse de M. Haguénauer [Réf. I.1].

La figure I.1 présente un schéma du principe de la production des antineutrinos qui peut être séparé en 3 parties :

- le faisceau primaire de protons
- le faisceau secondaire de pions et de kaons focalisés
- le tunnel de désintégration et le blindage

Le faisceau primaire est constitué de protons accélérés jusqu'à une énergie de 26 GeV, puis éjectés au rythme de 10^{12} protons toutes les 2 secondes. Ces protons viennent frapper une cible de Béryllium dont les caractéristiques sont telles que les protons interagissent au maximum, tandis que les pions et les kaons produits réinteragissent peu.

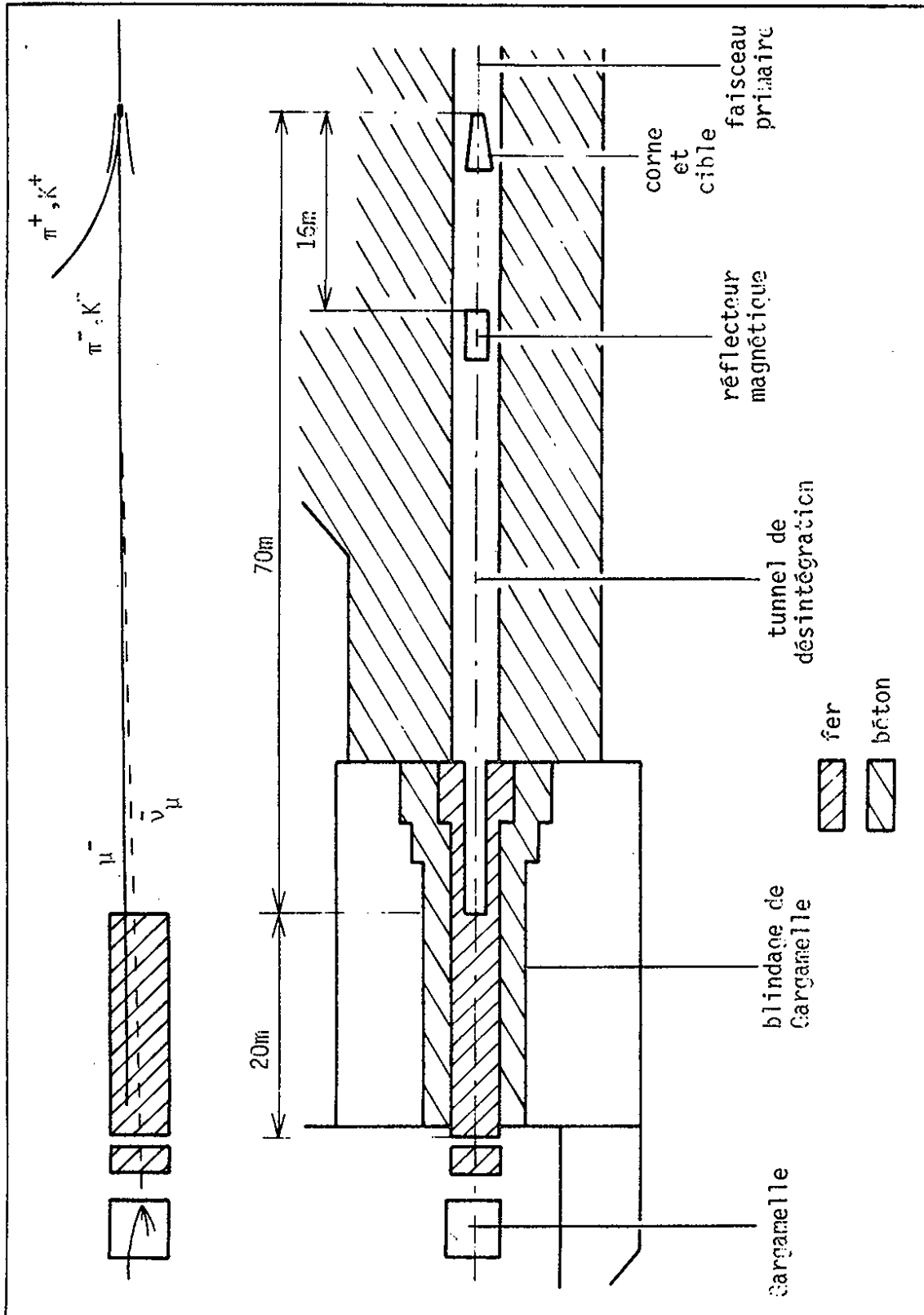


Fig. I.1 : Schéma de principe de la production des antineutrinos

Vue d'ensemble du faisceau

Les π et K chargés produits sur la cible sont focalisés ou défocalisés par une corne magnétique suivant leur signe, c'est-à-dire suivant le type de neutrinos muoniques qu'on désire générer (figure I.2) : $\pi^+, K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$; $\pi^-, K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$.

Dans le cas du faisceau qui nous intéresse, les π^- et K^- focalisés dans la corne magnétique arrivent dans un tunnel de 70 mètres de longueur dans lequel ils peuvent se désintégrer pour produire des $\bar{\nu}_\mu$ via les modes suivants :

$$\begin{aligned} \pi^- &\rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \quad \sim 100 \% & K^- &\rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \quad 63.5 \% \\ & & K^- &\rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \pi^0 \quad 3.2 \% \end{aligned}$$

Néanmoins le faisceau d'antineutrinos ainsi produit sera contaminé :

- par des neutrinos provenant de π^+ et de K^+ qui, émis dans l'axe de la corne magnétique, échappent à la défocalisation :

$$\begin{aligned} \pi^+ &\rightarrow \mu^+ \nu_\mu \quad ; \quad K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \\ & & K^+ &\rightarrow \mu^+ \nu_\mu \pi^0 \end{aligned}$$

- par des neutrinos et antineutrinos électroniques provenant des modes de désintégration suivants :

$$\begin{aligned} K^- &\rightarrow e^- \bar{\nu}_e \pi^0 \quad 4.8 \% & K_L^0 &\rightarrow e^- \pi^+ \bar{\nu}_e \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu & & \\ & \downarrow & & \\ & \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu & & \\ \left\{ \begin{array}{l} \pi^+ \\ K^+ \end{array} \right. &\rightarrow \mu^+ \nu_\mu & K_L^0 &\rightarrow e^+ \pi^- \nu_e \\ & \downarrow & & \\ & \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu & & \end{aligned}$$

Si E et p sont l'énergie et l'impulsion des parents π^- et K^- , les antineutrinos provenant de leur mode de désintégration privilégié auront pour énergie :

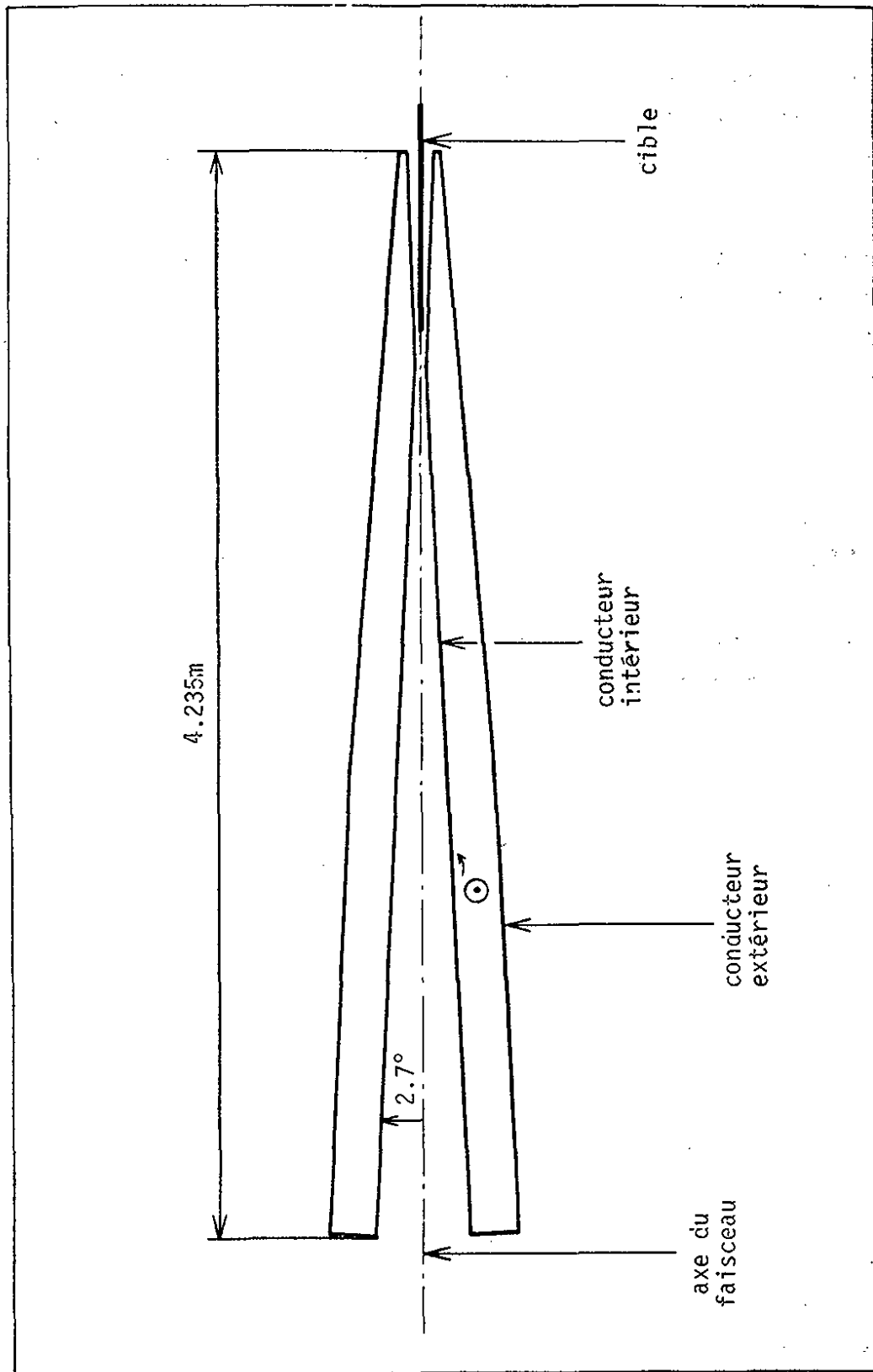


Fig. I.2 : Coupe longitudinale de la corne magnétique

$$E_{\bar{\nu}} = \frac{m_{\pi, K}^2 - m_{\mu}^2}{2(E - p)}$$

Si $E \gg m_{\pi, K}$

$$E_{\bar{\nu}}^{\pi} \sim E/2 \quad E_{\bar{\nu}}^K \sim E$$

par contre $E_{\mu} = \frac{m_{\pi/K}^2}{2(E-p)}$ donc $E_{\mu}^{\pi} \sim E$; $E_{\mu}^K \sim E$

La partie haute du spectre des antineutrinos sera donc due aux $\bar{\nu}_{\mu}$ provenant de la désintégration des K^{-} , la partie basse aux $\bar{\nu}_{\mu}$ provenant des π^{-} . Par contre il est impossible de distinguer d'après leur spectre l'origine parentale des muons.

Un blindage de fer de 22 mètres de longueur et de $30m^2$ de section est placé devant Gargamelle. Sa composition est telle qu'il constitue un absorbant pour toutes les particules autres que les neutrinos.

Dans ce blindage sont aménagées, perpendiculairement à la direction du faisceau, 6 cavités qui contiennent les détecteurs destinés à la mesure du flux de muons.

La mesure du flux des neutrinos repose sur une méthode de Monte-Carlo qui reproduit les différentes étapes de la production des $\bar{\nu}_{\mu}$ telles que nous les avons décrites précédemment.

La forme du spectre des $\bar{\nu}_{\mu}$ est donnée par ce programme de simulation, la normalisation absolue étant obtenue par ajustement du nombre de muons générés par ce programme au nombre absolu de muons mesurés au moyen des détecteurs prévus à cet effet dans le blindage.

Le flux d'antineutrinos qui entre dans la chambre est montré sur la figure I.3 . L'erreur sur la détermination du spectre varie en fonction de l'énergie des $\bar{\nu}_{\mu}$ tel qu'il est montré dans le tableau suivant :

$E_{\bar{\nu}}$	1/1.5 GeV	1.5/2 GeV	2./6.5 GeV	6.5/10 GeV
erreur sur le spectre	25 %	15 %	9 %	12 %

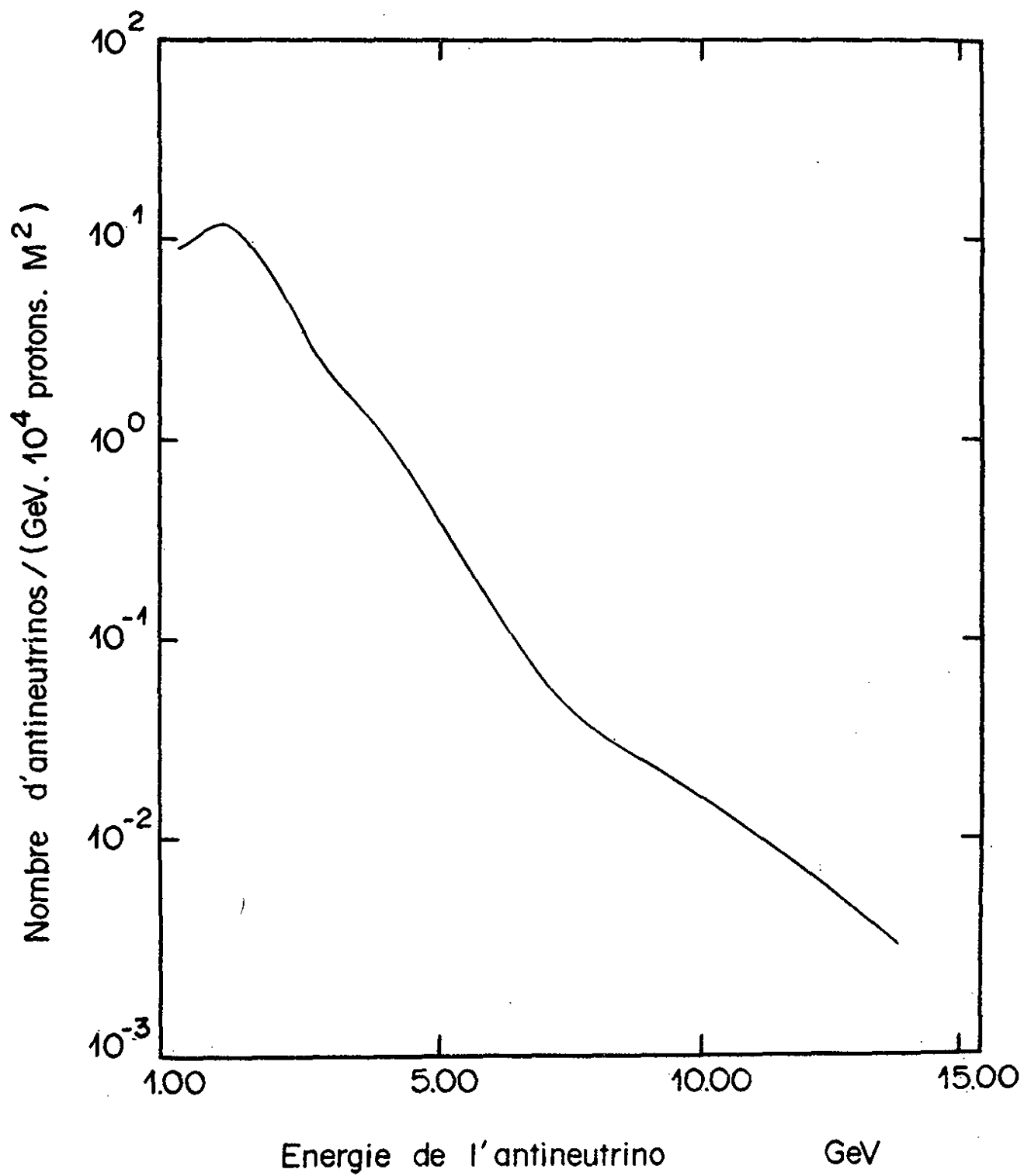


Fig. I.3 : Spectre en énergie des antineutrinos

L'erreur sur la normalisation absolue provient des incertitudes sur la calibration absolue des détecteurs de référence, sur la calibration relative des autres et sur l'ajustement des nombres de muons. L'erreur sur la forme du spectre provient de l'erreur sur les rapports de production et d'absorption des pions et kaons dans la cible.

I.2 - LE DETECTEUR [Réf. I.3]

La chambre à bulles Gargamelle a la forme d'un cylindre de 4.80 mètres de longueur, 1.88 mètre de diamètre intérieur. Son volume est de 12m^3 .

Le système de coordonnées lié à la chambre a pour origine 0 le centre de la chambre.

L'axe X est suivant l'axe du cylindre et orienté dans la direction du faisceau.

L'axe Y est vertical et dirigé vers le haut.

L'axe Z est horizontal, tel que le repère OXYZ soit trirectangle direct (figure I.4).

Les directions dans la chambre sont repérées à partir de deux angles d'enfoncement λ et azimuthal ϕ définis sur la figure I.5 .

L'électroaimant entourant Gargamelle produit un champ magnétique de 20Kgauss pratiquement uniforme et parallèle à l'axe Z.

Le système optique de prise de vues comporte huit caméras disposées en deux rangées de quatre, le long de deux génératrices du cylindre. Les objectifs du type grand angulaire ont une ouverture de 110° . Le volume visible de la chambre est de l'ordre de 8m^3 . La figure I.6 présente une coupe transversale de la chambre et de son environnement.

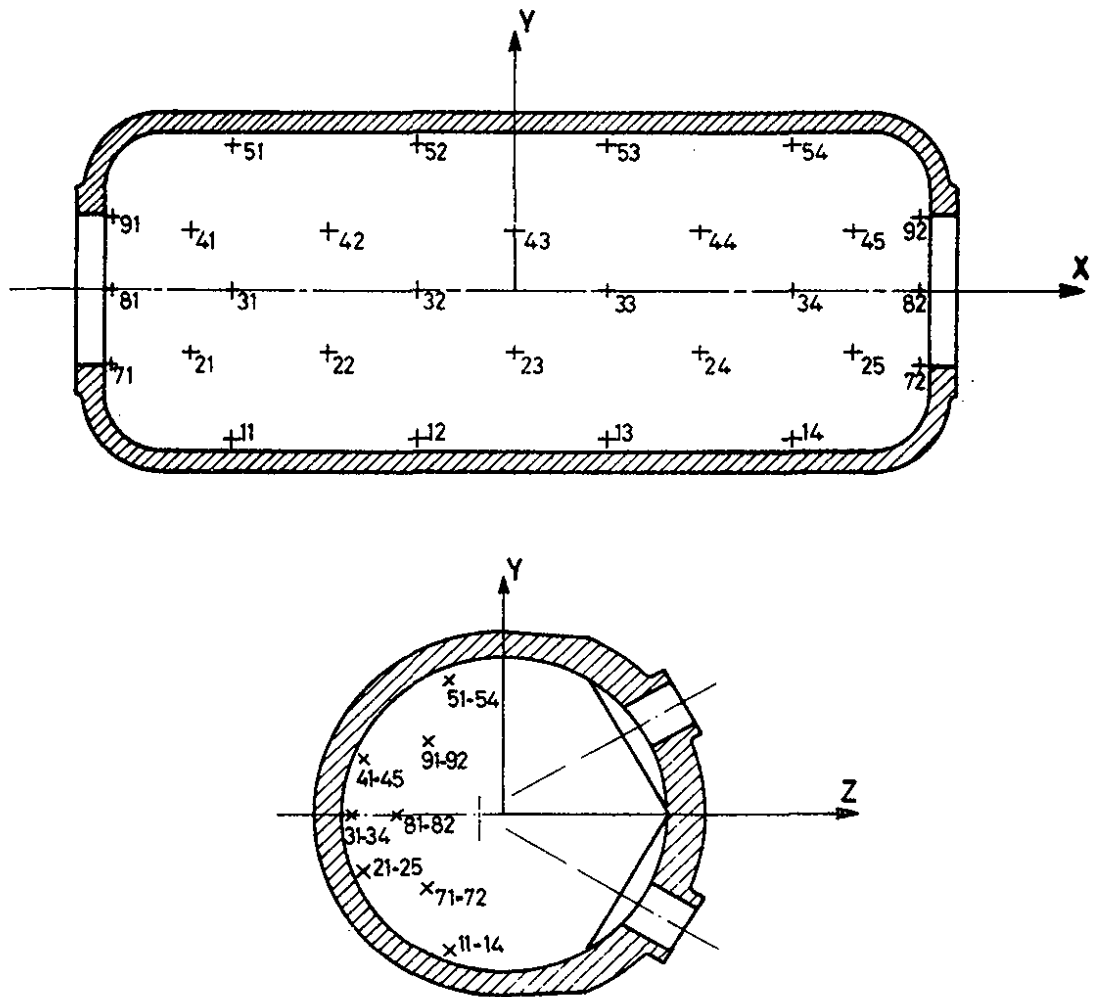


Fig. I.4 : Définition du repère lié à la chambre et position des croix fiducielles

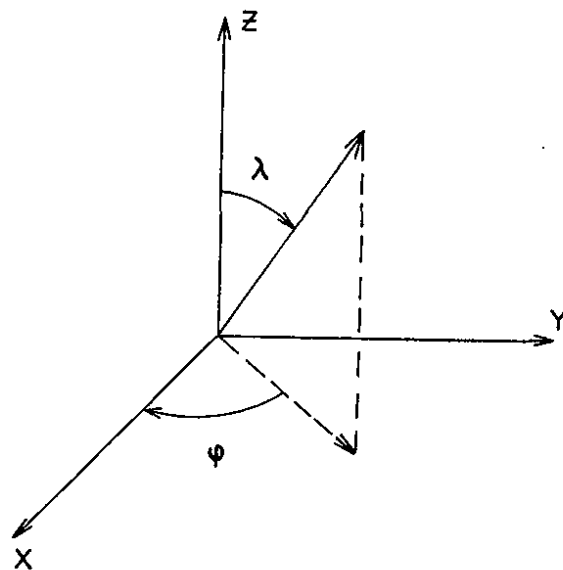


Fig. I.5 : Définition des angles d'enfoncement λ et azimuthal φ dans le système de la chambre

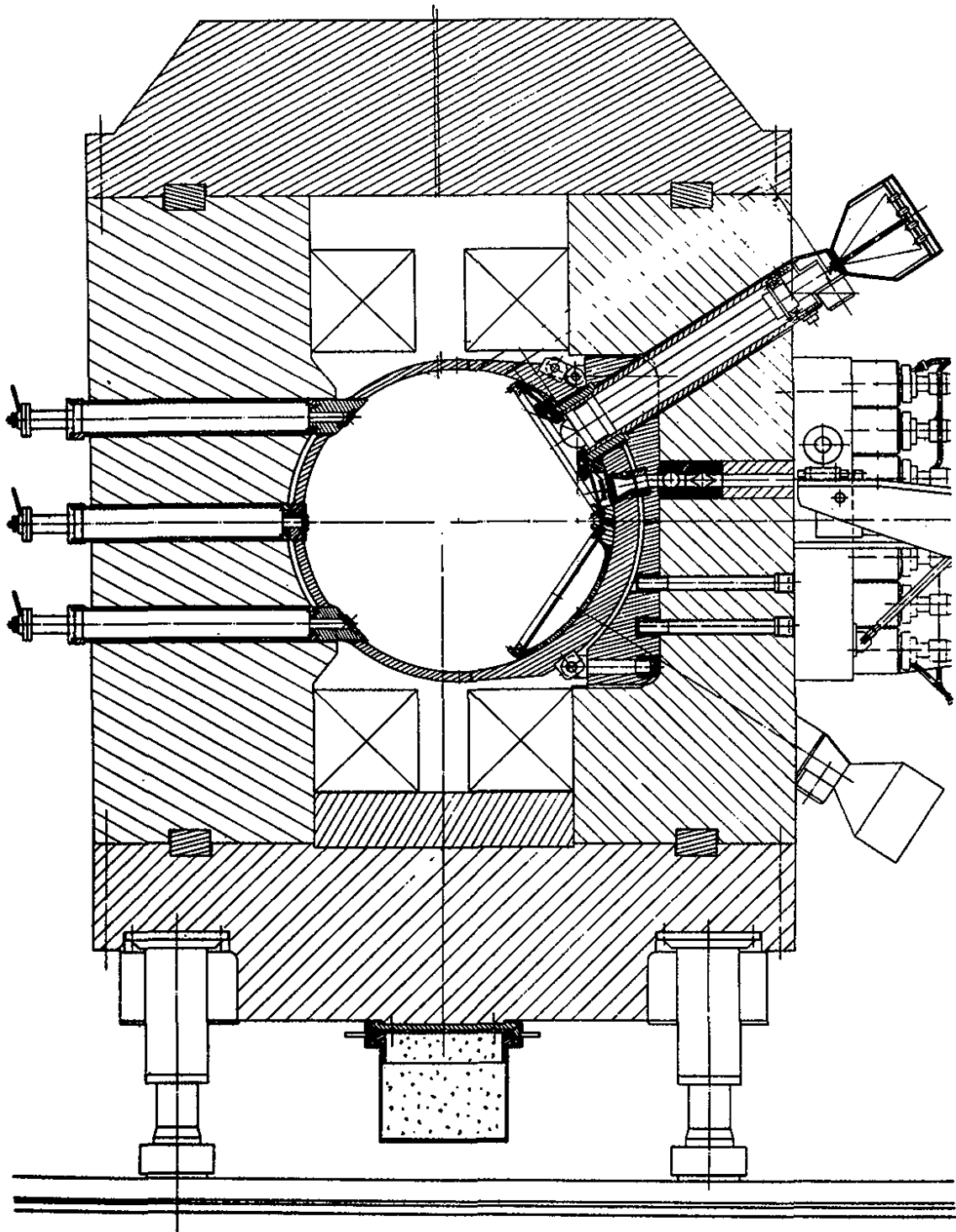


Fig. I.6 : Section de Gargamelle

Pour cette expérience la chambre était remplie d'un mélange propane-fréon dans des proportions différentes suivant les runs avec les caractéristiques données dans le tableau I.1 [Réf. I.4].

RUN	C ₃ H ₈	CF ₃ Br	C ₂ H ₆	C ₄ H ₁₀	densité g/cm ³
40	73.8	24.	1.1	1.1	0.517
42	75.7	22.3	0.9	1.1	0.511
45	64.4	35.2	0.3	0.1	0.612
46	63.8	35.8	0.3	0.1	0.620

T A B L E A U I.1

Le volume fiduciaire (figure I.7) est un volume de bonne mesurabilité des traces. Il se trouve être, pour des raisons historiques, différent suivant les runs. Ses équations sont les suivantes : - 220. < X < 150. (en cm).

$$\text{pour } - 220. < X < -160.; \frac{(X+160.)^2}{AXEY^2} + \frac{Y^2}{AXEY^2} + \frac{(Z+18.)^2}{AXEZ^2} < 1.$$

$$\text{pour } - 160. < X < 150.; \frac{Y^2}{AXEY^2} + \frac{(Z+18.)^2}{AXEZ^2} < 1.$$

Pour les runs 40 et 42 AXEY = 60.cm
AXEZ = 45.cm volume 2.97 m³

La mesure des événements dans tout le volume visible par certains laboratoires a permis de montrer qu'on pouvait étendre le volume fiduciaire de 20cm pour chaque axe de l'ellipse. La figure I.8 montre qu'une coupure s'impose à Y=80. et Z=65.cm puisque la valeur moyenne de l'erreur relative de l'impulsion des traces qui sortent, passe de 5 % à environ 12 %.

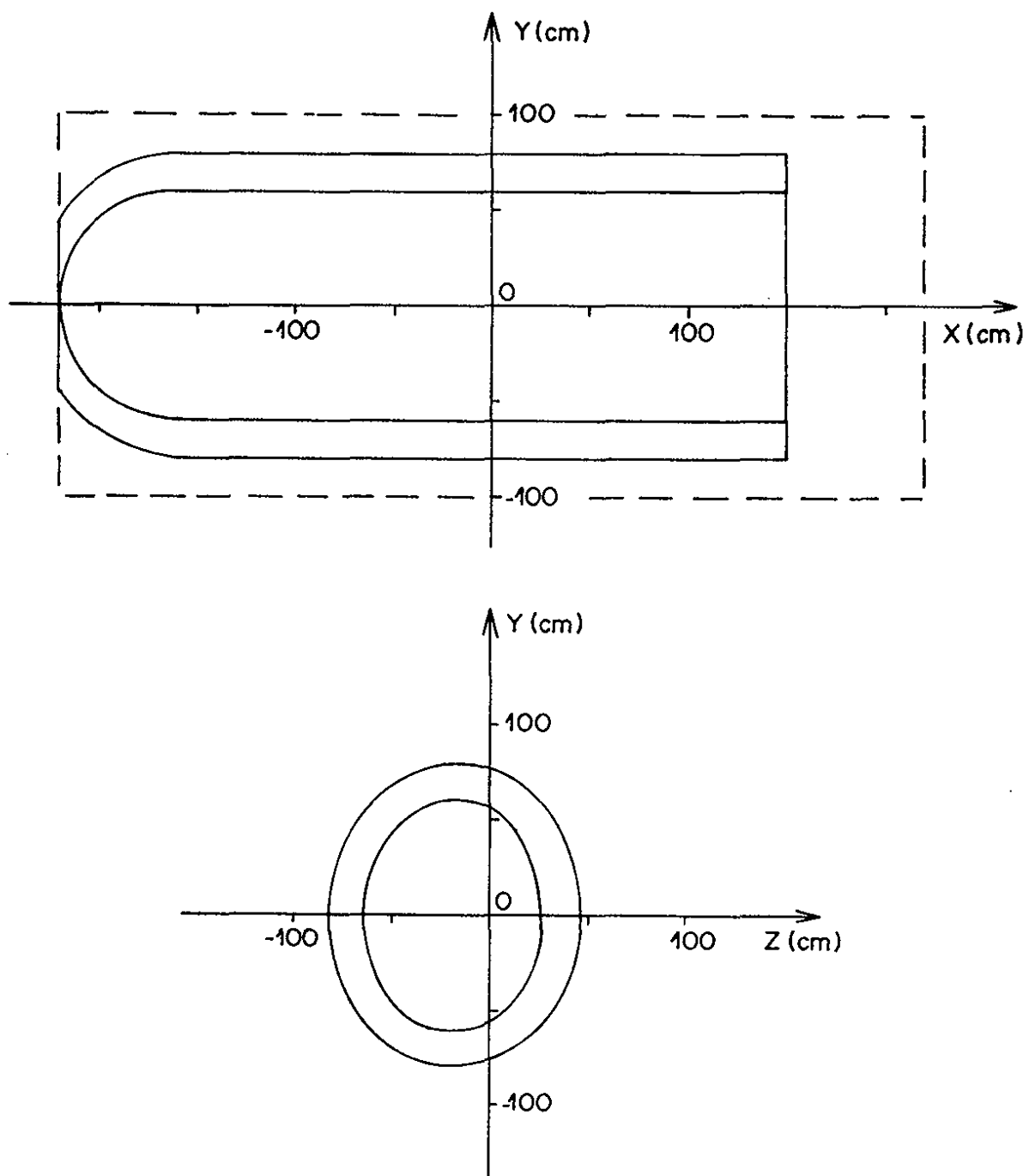


Fig. I.7 : Définition du volume fiduciaire

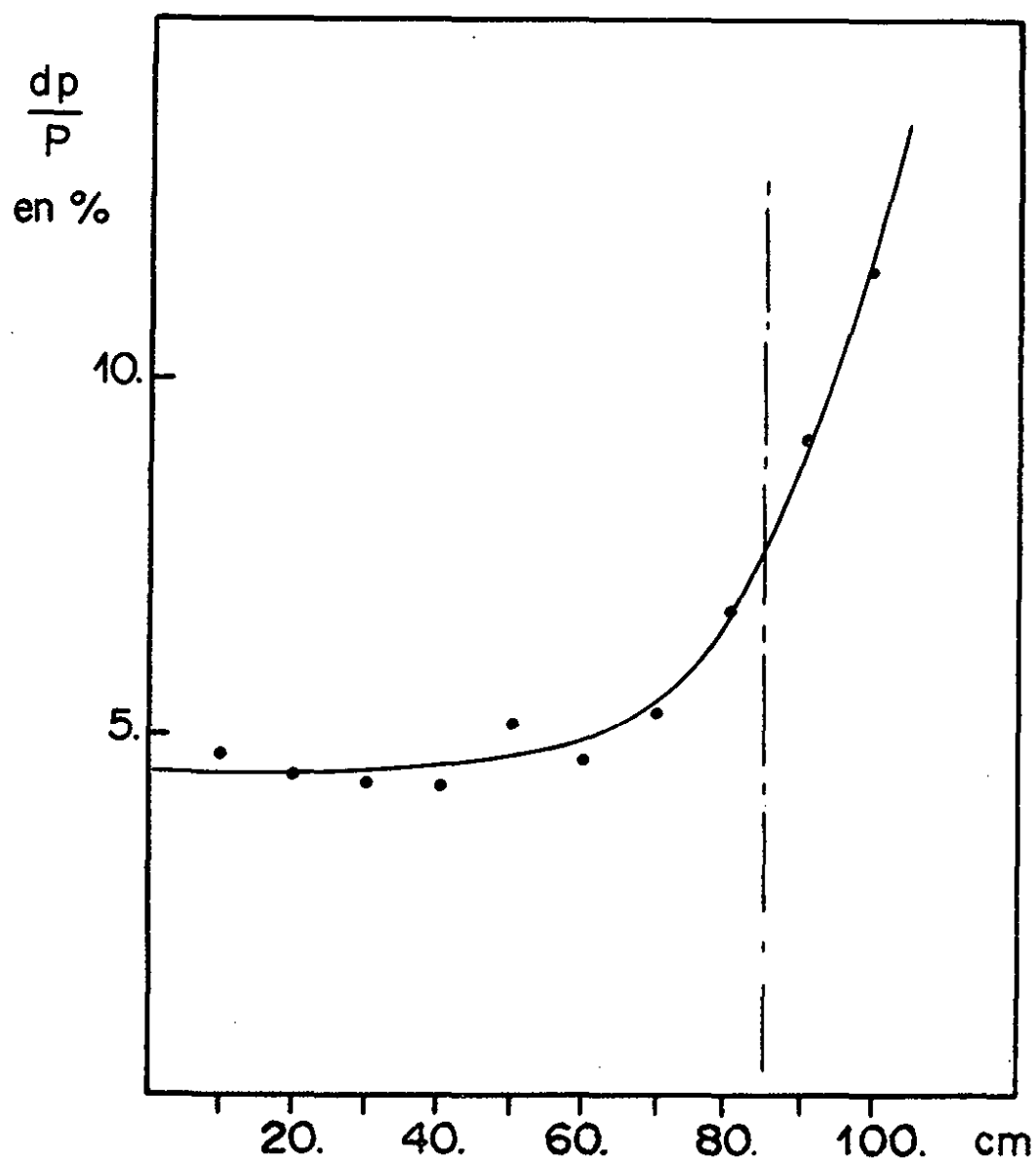


Fig. 1.8 : $\frac{dp}{p}$ des traces qui sortent par tranche de volume fiduciaire

Pour les runs 45 et 46 AXEY = 80.cm volume 5.86 m³
AXEZ = 65.cm

L'exploitation de cette expérience a été prise en charge par les six laboratoires constituant la collaboration et nous donnons dans le tableau suivant la répartition du nombre de films reçus et analysés par chacun des laboratoires.

LABORATOIRE		NOMBRE DE FILMS
BARI	(R)	83
BERGEN	(G)	84
MILAN	(M)	77
STRASBOURG	(S)	78
TURIN	(T)	82
UCL LONDRES	(U)	73
TOTAL		477

Chaque film comportant en moyenne 750 photographies analysables, le nombre de photographies étudiées pour cette expérience est donc de l'ordre de 360 000.

CHAPITRE II

SELECTION DES EVENEMENTS

Dans ce chapitre nous présentons la procédure de sélection des événements produits par des antineutrinos pour en extraire un lot expérimental non corrigé de candidats aux quatre réactions suivantes de production d'un pion par courant neutre :

$$\bar{\nu}_{\mu} p \rightarrow \bar{\nu}_{\mu} p \pi^0 \quad (1)$$

$$\bar{\nu}_{\mu} p \rightarrow \bar{\nu}_{\mu} n \pi^+ \quad (2)$$

$$\bar{\nu}_{\mu} n \rightarrow \bar{\nu}_{\mu} n \pi^0 \quad (3)$$

$$\bar{\nu}_{\mu} n \rightarrow \bar{\nu}_{\mu} p \pi^- \quad (4)$$

ainsi qu'à la réaction de production d'un π^0 par courant chargé :

$$\bar{\nu}_{\mu} p \rightarrow \mu^+ n \pi^0 \quad (5)$$

Nous présenterons successivement la méthode générale de classification des événements avec les coupures effectuées, les problèmes dus à l'identification des particules chargées et neutres, les problèmes liés à chaque canal de production d'un pion, enfin le nombre de candidats retenus pour chacun d'eux.

II.1 - DEPOUILLEMENT, MESURE ET CLASSIFICATION DES EVENEMENTS

Au stade du dépouillement, les événements ont été classés dans la catégorie courant chargé (CC) ou courant neutre (NC) à partir de la définition suivante d'un candidat lepton chargé :

- $$\mu^+ \left\{ \begin{array}{l} \cdot \text{ trace positive qui sort de la chambre ne présentant} \\ \quad \text{sur son parcours aucune interaction, ni coude d'un} \\ \quad \text{angle supérieur à } 30^\circ \text{ (L}^+\text{)} \\ \cdot \text{ trace positive qui se désintègre à l'arrêt pour donner} \\ \quad \text{un électron (D}_{\mu}^+\text{)} \end{array} \right.$$

$$\mu^- \left\{ \begin{array}{l} . \text{ trace négative qui sort de la chambre } (L^-) \\ . \text{ trace négative qui se désintègre à l'arrêt pour donner un électron } (D_{\mu}^-) \\ . \text{ trace négative qui s'arrête dans la chambre sans produire d'effet visible } (S^-) \end{array} \right.$$

Les catégories d'événements qui ont été définies sont les suivantes :

- A : Événement avec au moins un candidat lepton de charge positive ou négative
- B : Événement sans candidat lepton chargé mais avec au moins un candidat pion (π^+ , π^- ou π^0)
- C : Etoile uniquement formée de protons reconnus
- D : Événement composé uniquement d'un électron
- E : Événement dû à une particule chargée entrant dans Gargamelle
- G : Événement constitué par un gamma isolé dans la chambre

Tous ces événements quelle que soit leur classification ont été mesurés. Les mesures ont été effectuées au moyen de différents types d'appareils suivant les laboratoires et le programme de reconstruction géométrique qui a été utilisé est celui du système HYDRA [Réf. II.1]. Après leur passage en géométrie, les événements ont été recueillis sur une bande magnétique appelée G.S.T. (Geometry Summary Tape), dont la description du format est donnée dans la référence [Réf. II.2].

L'erreur sur les coordonnées du vertex reconstruit dans l'espace est en moyenne de 1mm pour X et Y et de 1,6mm pour Z.

L'erreur relative sur l'impulsion des gammas et des traces reconstruites dans l'espace en fonction du type de la fin de trace est présentée dans le tableau II.1

TYPE DE LA FIN DE TRACE ET SIGNE	SORT		INTERACTION		ARRET		DESINTEGRATION		GAMMA
	+	-	+	-	+	-	+	-	
$\Delta p/p$	6 %	9 %	14 %	13 %	9 %	5 %	4 %	7 %	18 %

T A B L E A U II.1

Pour l'exploitation de la G.S.T., la sélection d'hypothèse de masse sur les traces s'est faite de la manière suivante :

$\underline{\mu^+}$: parmi les traces L^+ ou D_μ^+ , celle qui a l'impulsion la plus élevée, ceci à cause de la distribution en $y = \frac{E_\mu}{E_{\bar{\nu}}}$, (fraction d'énergie de l' $\bar{\nu}_\mu$ emportée par le μ^+) dans les courants chargés induits par des antineutrinos [Réf. II.3].

- $\underline{\pi^-}$ sûr
- i) trace négative qui interagit (I^-)
 - ii) trace négative qui est capturée avec émission de proton (C^-)
 - iii) trace négative qui se désintègre à l'arrêt via les différentes réactions

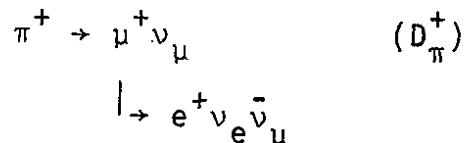
$$\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \quad (D_\pi^-)$$

$$l \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$$

$\underline{\pi^-}$ ambigu : traces des types L^- , S^- ou D_μ^- (définies comme candidat μ^- au dépouillement)

- π^+ sûr i) trace positive qui interagit et pour laquelle l'hypothèse proton peut être rejetée pour les raisons suivantes (I_{π}^+) :
- interaction caractéristique de π^+ reconnue au stade du dépouillement par exemple : $\pi^+p \rightarrow \pi^+p$.
 - par le rejet de l'ajustement de l'hypothèse de masse proton tenté par le programme de reconstruction géométrique HYDRA.
 - incompatibilité entre la longueur de la trace mesurée et son parcours possible étant donné son impulsion dans le cas du proton. La figure II.1 présente les courbes parcours-moment relatives à notre mélange pour différents types de particules.
 - rayon δ porté par la trace dont l'énergie est supérieure à l'énergie maximum du rayon δ que pourrait produire un proton (voir paragraphe II.2.3).

- ii) trace positive qui se désintègre à l'arrêt via les réactions :



- proton sûr i) trace positive ou de signe indéterminé de forte ionisation qui s'arrête dans la chambre (S^+ , S^U)
- ii) trace positive de forte ionisation qui interagit et pour laquelle on peut exclure l'hypothèse pion, car son interaction est caractéristique d'un proton (I_p^+), par exemple : $pp \rightarrow pp$, $pn \rightarrow pn$

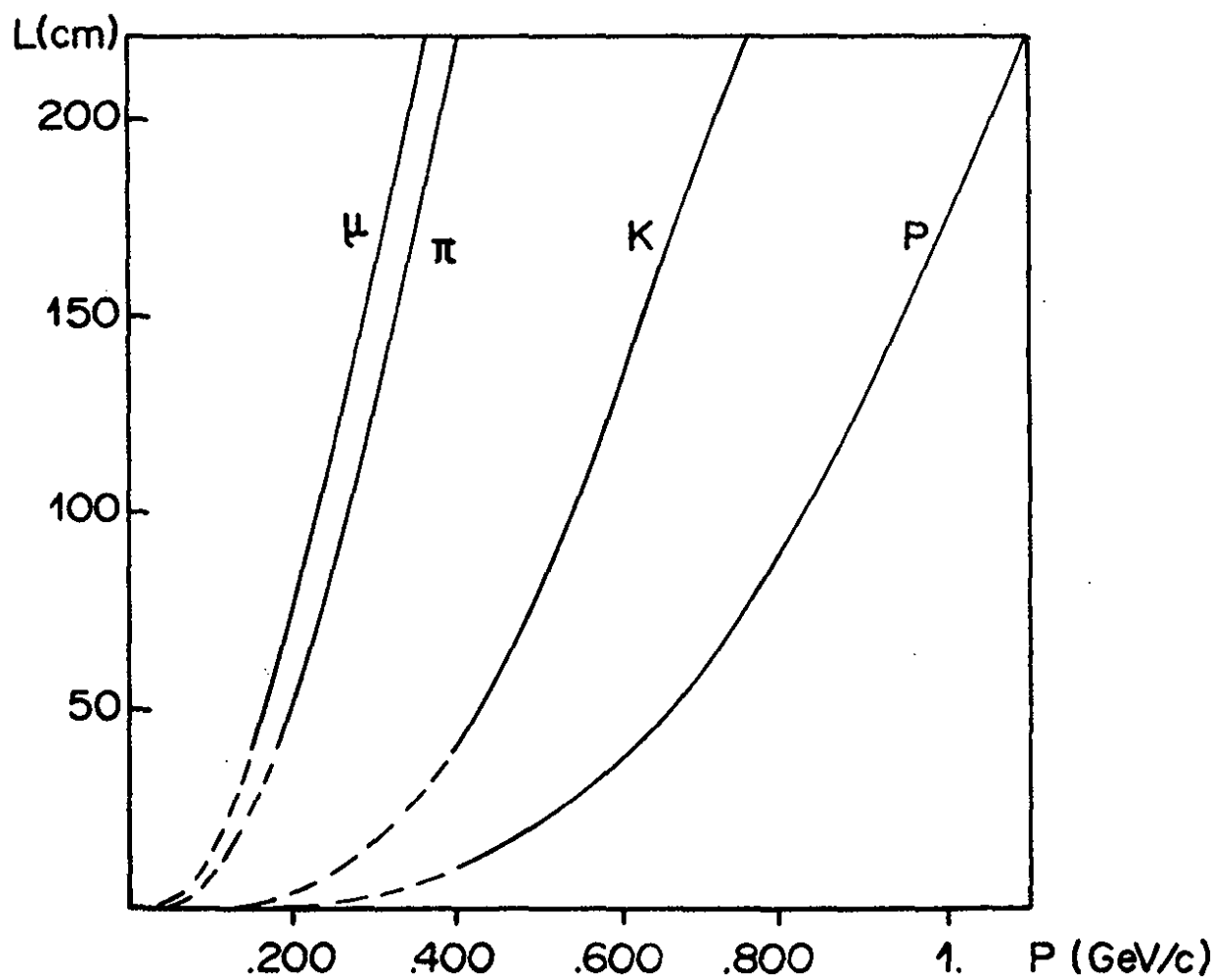
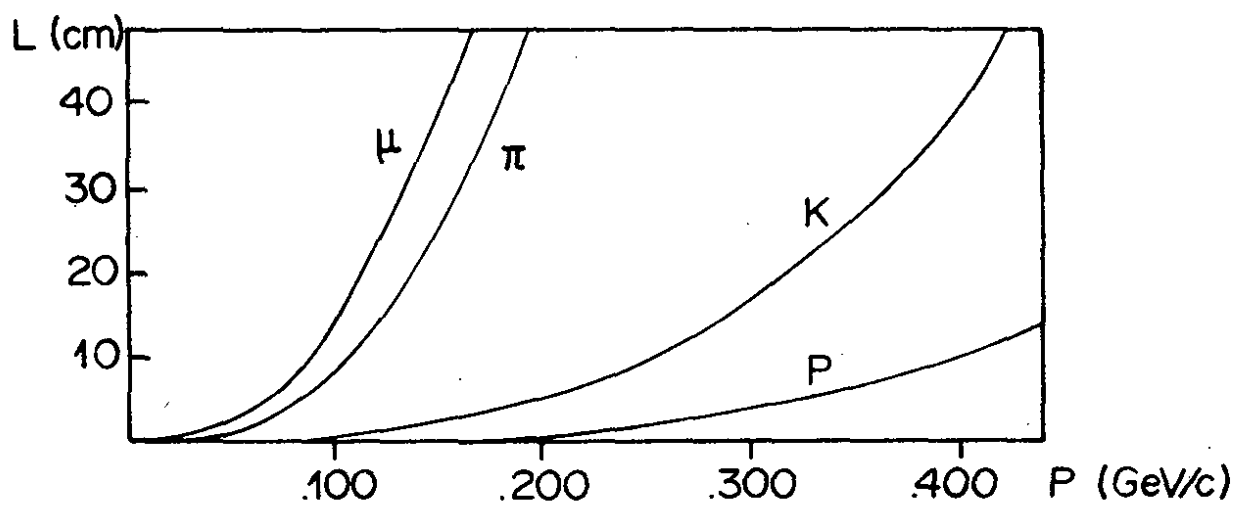


Fig. II.1 : Parcours-moment des particules dans le liquide de détection utilisé

proton ambigu : toute trace I^+ ou L^+ non identifiée comme pion.

π^0 : le π^0 est défini par 1 ou 2 gamma(s) pointant sur le vertex avec une probabilité de pointage supérieure à 1 % (voir paragraphe II.2.1).

Nous allons définir à présent les différents critères de sélection et coupures que nous appliquerons pour l'obtention de notre lot expérimental.

L'événement principal sur une photographie est celui qui parmi les candidats du type A ou B est situé le plus en amont dans la chambre et qui appartient au volume fiduciaire.

Nous avons rejeté les photographies contenant 2 événements des types AA ou BA. Nous conservons les photographies avec 2 événements du type AB ou BB, le candidat B en aval de l'événement primaire étant alors défini comme une étoile de neutron associée AS (voir paragraphe III.1.2).

Les événements principaux dus à une particule chargée reconnue comme entrant dans la chambre par la présence de rayons δ signant le sens de la trace, ainsi que ceux qui ont une trace qui a été définie au dépouillement comme pouvant être entrante ont été rejetés.

Etant donné le peu de statistique dont nous disposons, nous avons accepté les candidats présentant une topologie correspondant aux états finals (1) à (5), mais qui sont accompagnés de protons additionnels, ceci pour les réactions (1)(2)(4) et (5). La réaction (3) est la seule pour laquelle nous demandons une topologie "propre" ; (c'est-à-dire toute paire de gammas ayant une origine commune non matérialisée dans la chambre). Les événements dits "sales" avec protons en surnombre, proviennent des réactions d'antineutrinos sur nucléon des noyaux du mélange, dans lesquels les particules primaires produites ont réinteragi. Nous verrons au chapitre III comment nous traiterons ce problème.

Dans la suite, tous les nombres d'événements se rapportant aux 5 réactions définies en tête de chapitre sont donnés après application des critères que nous venons de définir.

II.2 - PROBLEMES LIES A L'IDENTIFICATION DES PARTICULES

II.2.1 - Probabilité de détection d'un gamma et efficacité de détection du π^0

Nous définissons un gamma comme sûr quand sa probabilité de pointage est supérieure à 1 %, le χ^2 de pointage étant défini de la manière suivante :

$$\chi^2 = \frac{(\lambda_n - \lambda_v)^2}{\Delta\lambda_n^2 + \Delta\lambda_v^2} + \frac{(\varphi_n - \varphi_v)^2}{\Delta\varphi_n^2 + \Delta\varphi_v^2}$$

La direction de la ligne neutre (λ_n, φ_n) est définie par la droite joignant le vertex primaire à l'apex du gamma. La direction de la ligne de vol (λ_v, φ_v) est définie par la tangente commune aux électrons du gamma.

La figure II.2 montre la distribution en probabilité de pointage pour tous les gammas contenus dans la G.S.T. L'accumulation d'événements à grande probabilité provient des gammas qui ont été "bricolés" à la mesure. Ceci signifie qu'il s'agit de gammas reconnus sur la table de dépouillement comme pointant sûrement, mais difficilement mesurables et pour lesquels la direction mise sur la G.S.T. est celle de leur ligne de vol.

A part cette accumulation d'événements à grande probabilité parfaitement explicable, la distribution en probabilité de pointage des gammas est uniforme.

Afin de s'affranchir de la contamination des gammas de Bremsstrahlung dans la reconstruction du π^0 à partir de ses produits de désintégration, nous proposons une coupure en angle gamma-gamma. Notons que les gammas de Bremsstrahlung retenus sur

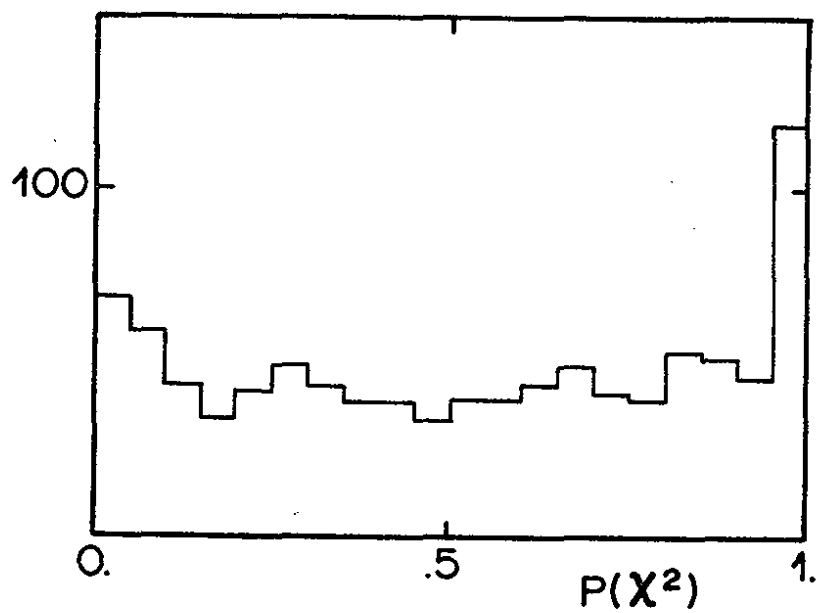


Fig. II.2 : Probabilité de pointage pour tous les gammas sûrs

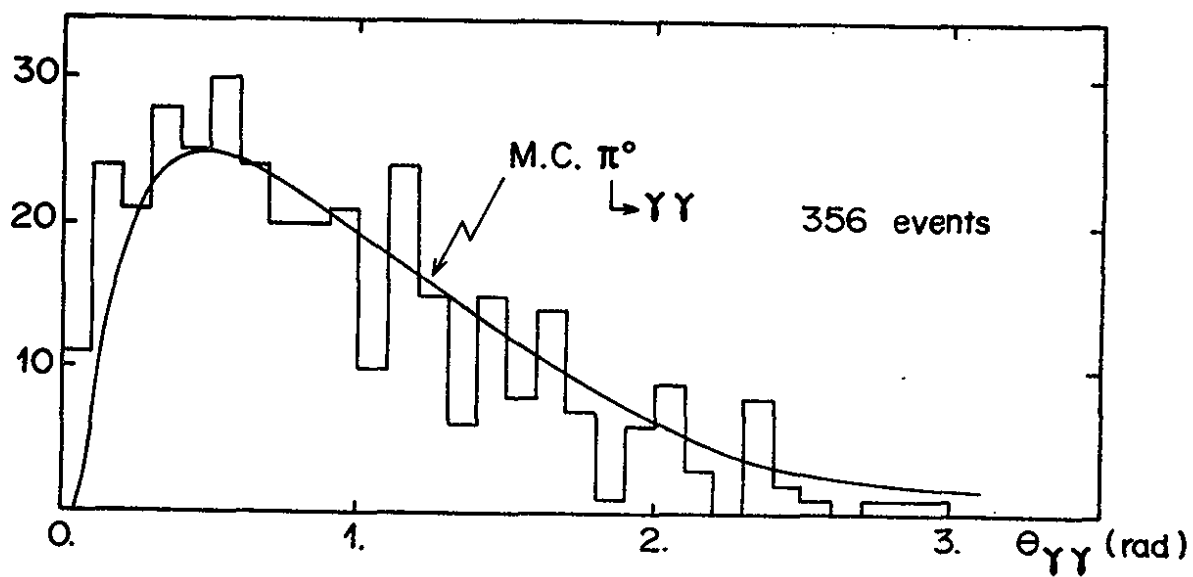


Fig. II.3 : Distribution en angle $\gamma\gamma$ pour les événements à 2 gammas sûrs

la G.S.T. sont peu nombreux à priori puisque nous avons convenu qu'un gamma reconnu comme Bremsstrahlung au moment du dépouillement ne serait pas conservé.

La figure II.3 montre la distribution en angle gamma-gamma $\theta_{\gamma\gamma}$ pour les événements à 2 gammas sûrs. La courbe a été obtenue par un programme de Monte-Carlo par désintégration de π^0 (qui ont été générés suivant leur spectre expérimental en impulsion montré dans la figure II.4) isotropiquement en deux gammas dans leur centre de masse. Nous décidons donc d'une coupure en $\theta_{\gamma\gamma} < .1 \text{ rad}$, mais remarquons que cette coupure n'affecte que 3 % des combinaisons.

Après application de ces coupures, nous pouvons calculer la masse gamma-gamma pour les événements à 2 gammas sûrs en utilisant la relation :

$$M_{\gamma\gamma}^2 = 2p_1p_2 (1 - \cos\theta_{\gamma\gamma})$$

où p_1, p_2 = impulsions des gammas 1 et 2

$\theta_{\gamma\gamma}$ = angle entre les 2 gammas

La figure II.5 présente la distribution de masse gamma-gamma pour tous les événements à 2 gammas sûrs contenus dans la G.S.T. et la figure II.6 la distribution d'erreur sur cette même masse.

La valeur moyenne de la distribution en $M_{\gamma\gamma}$ est $.135 \text{ GeV}/c^2$ avec une largeur de $.025 \text{ GeV}/c^2$, donc bien centrée sur la masse du π^0 .

Afin de déterminer la probabilité de détection d'un gamma nous avons utilisé les événements avec 1,2,3 ou 4 gammas sûrs (c'est-à-dire avec une probabilité de pointage supérieure à 1 %).

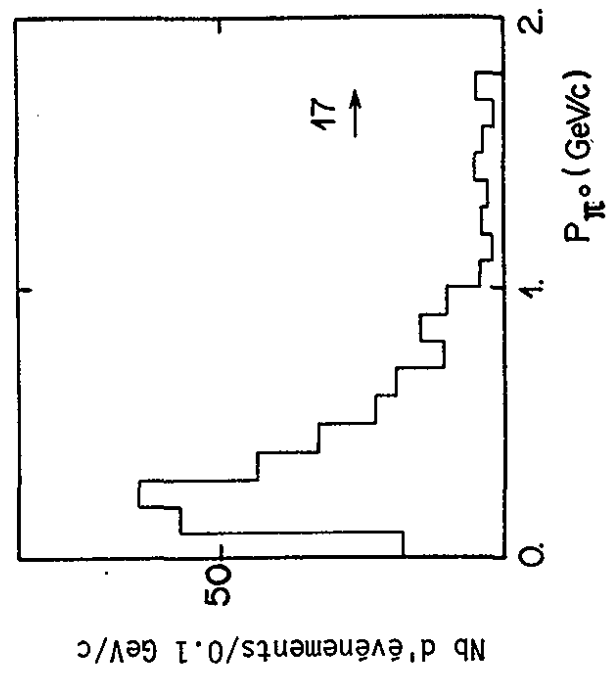


Fig. II.4

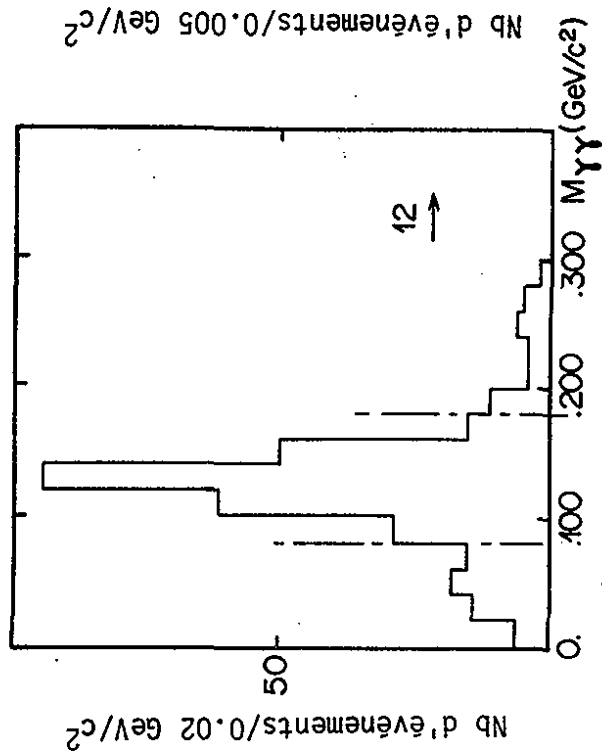


Fig. II.5

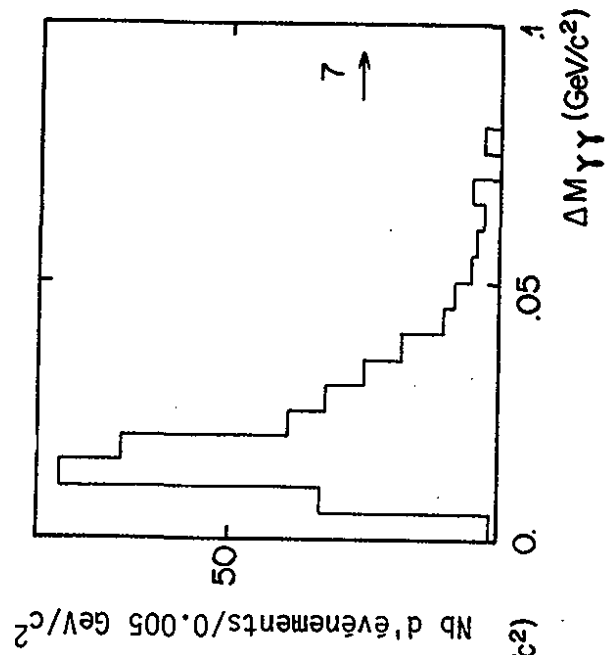


Fig. II.6

- Fig. II.4 : Spectre en impulsion des π^0
 Fig. II.5 : Distribution de la masse $\gamma\gamma$ pour les événements à 2 gammas sûrs
 Fig. II.6 : Distribution de l'erreur sur la masse $\gamma\gamma$

Si P_γ est la probabilité de matérialisation et de détection d'un gamma,

N_{π^0} le nombre vrai d'événements avec $1\pi^0$ produit,

$N_{2\pi^0}$ le nombre vrai d'événements avec $2\pi^0$ produits,

nous avons les relations suivantes qui donnent le nombre d'événements avec 1, 2, 3 ou 4 gammas observables :

$$N_{1\gamma} = 2P_\gamma(1-P_\gamma)N_{\pi^0} + 4P_\gamma(1-P_\gamma)^3N_{2\pi^0}$$

$$N_{2\gamma} = P_\gamma^2 N_{\pi^0} + 6P_\gamma^2(1-P_\gamma)^2N_{2\pi^0}$$

$$N_{3\gamma} = 4P_\gamma^3(1-P_\gamma) N_{2\pi^0}$$

$$N_{4\gamma} = P_\gamma^4 N_{2\pi^0}$$

A l'aide du programme de minimisation MINUIT [Réf. II.4], nous avons ajusté les 3 paramètres P_γ , N_{π^0} et $N_{2\pi^0}$; $N_{1\gamma}$, $N_{2\gamma}$, $N_{3\gamma}$ et $N_{4\gamma}$ étant donnés expérimentalement, d'une part pour les événements du type courant chargé, d'autre part pour ceux du type courant neutre. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau II.2 .

	OBSERVES				AJUSTES				PARAMETRES		
	$N_{1\gamma}$	$N_{2\gamma}$	$N_{3\gamma}$	$N_{4\gamma}$	$N'_{1\gamma}$	$N'_{2\gamma}$	$N'_{3\gamma}$	$N'_{4\gamma}$	N_{π^0}	$N_{2\pi^0}$	P_γ
Candidats CC	179	114	12	12	175	117	14	4	335 ± 25	47 ± 15	$.546 \pm .037$
Candidats NC	81	61	12	2	83	58	10	3	153 ± 13	35 ± 24	$.544 \pm .065$
NC + CC	260	175	24	14	256	179	27	8	482 ± 17	89 ± 35	$.551 \pm .031$

T A B L E A U II.2

Nous observons une bonne compatibilité dans la détermination de P_γ obtenue avec les candidats CC ou NC. Nous prendrons dans la suite des calculs la valeur obtenue à partir du lot total CC + NC, c'est-à-dire :

$$P_\gamma = 0.55 \pm 0.03$$

Si nous définissons le π^0 par 1 ou 2 gamma(s) matérialisé(s), nous obtenons pour l'identification du π^0 :

$$\epsilon^{\pi^0} = 0.80 \pm 0.05$$

II.2.2 - Efficacité de détection du π^-

Pour déterminer l'efficacité de détection du π^- , nous avons utilisé le lot d'événements du type courant chargé $\bar{\nu}$, candidats à la réaction de production d'un pion négatif avec un nombre quelconque de protons attachés au vertex :

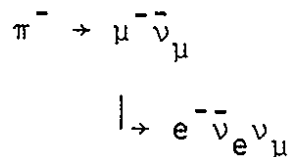
$$\bar{\nu}N \rightarrow \mu^+ \pi^- N' \quad (6) \quad \begin{array}{l} N = \text{neutron ou proton} \\ N' = n \text{ proton} \quad n \geq 0 \end{array}$$

Nous avons négligé la production de particules étranges K^- , ainsi que le bruit de fond dû aux neutrinos contaminant ce lot par la réaction $\nu N \rightarrow \mu^- \pi^+ N$. Compte tenu du rapport des flux, du rapport des sections efficaces ainsi que de la probabilité que le π^+ se présente comme une trace qui sort, ce bruit de fond est estimé à moins de 1 %.

Nous avons donc classé les traces négatives en 2 catégories :

a) π^- sûr

- trace négative qui interagit (I^-)
- trace négative qui s'arrête dans la chambre en produisant un ou plusieurs protons de recul (C^-). Lors de la capture nucléaire du π^- via le schéma $\pi^- N_1 N_2 \rightarrow N_3 N_4$ ⁽⁷⁾ toute l'énergie disponible m_π est transmise aux nucléons (si l'énergie disponible est équirépartie entre les 2 nucléons, chacun peut avoir une impulsion de l'ordre de .370 GeV/c).
- trace négative qui s'arrête dans la chambre en produisant un muon très court (baïonnette) puis un électron via les réactions suivantes (D_π^-) :



b) π^- ambigu (ils ont les caractéristiques d'un μ^-)

- trace négative qui sort de la chambre sans interagir (L^-)
- trace négative qui s'arrête dans la chambre sans produire d'effet visible (S^-). La capture nucléaire du π^- ne produit pas d'effet visible quand les nucléons N_3 et N_4 de la réaction (7) sont des neutrons et qu'ils n'ont pas réinteragi dans le noyau. Il peut alors être confondu avec un muon pour lequel la capture se fait par interaction faible $\mu^- p \rightarrow \nu_\mu n$ qui produit un noyau excité ou un neutron donc jamais d'effet visible; la presque totalité de l'énergie étant emportée par le ν_μ .

- trace négative qui s'arrête dans la chambre en produisant un électron (D_{μ}^{-}). Le muon de désintégration du π à l'arrêt ayant un parcours de 20 mm dans le propane n'est généralement pas identifiable, la trace présente alors les caractéristiques de la désintégration d'un muon : $\mu^{-} \rightarrow e^{-} \bar{\nu}_e \nu_{\mu}$.

La répartition des traces négatives pour les 751 candidats à la réaction (6) est résumée dans le tableau II.3, la figure II.7 montrant les distributions en impulsion respectivement pour les traces ambiguës et sûres.

π^{-} ambigu			π^{-} sûr		
L^{-}	S^{-}	D_{μ}^{-}	D_{π}^{-}	I^{-}	C^{-}
237	84	7	2	344	77
328			423		

T A B L E A U II.3

Nous en tirons la probabilité d'identification du π^{-} :

$$\epsilon^{\pi^{-}} = 0.56 \pm 0.02$$

Notons qu'à partir d'un lot de 90 événements $\bar{\nu}_p + \mu^{+} \pi^{-} p$ satisfaisant à l'ajustement à 3 contraintes qui sélectionne les événements ayant lieu sur proton libre [Réf. II.5], nous obtenons une valeur de l'identification du π^{-} égale à $.59 \pm .10$.

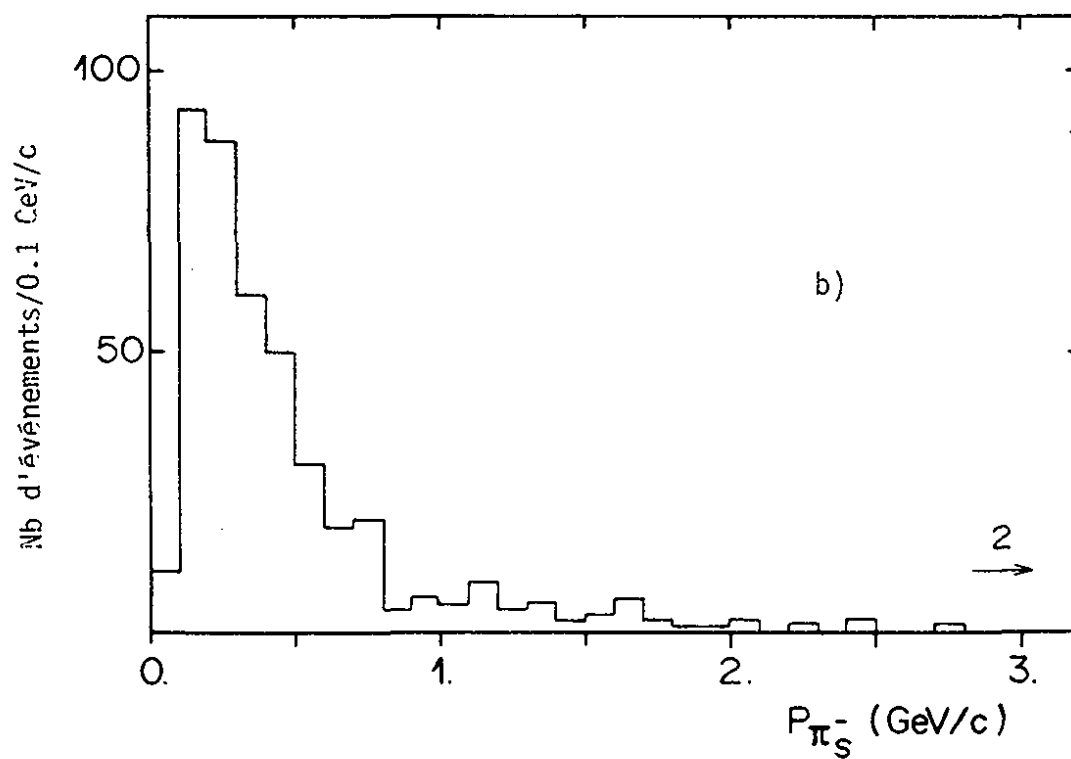
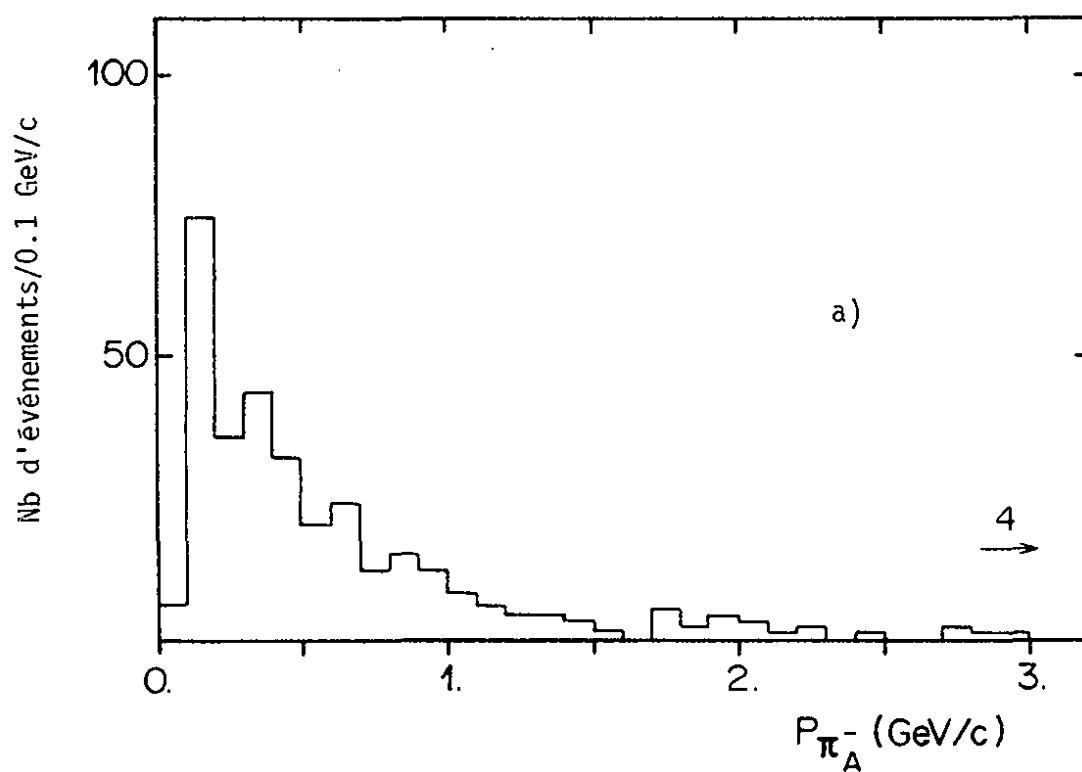


Fig. II.7 : Distribution en impulsion

a) des π^- ambigus

b) des π^- sûrs

pour les événements de type
courant chargé

II.2.3 - Efficacité de détection du π^+

Avant de traiter le problème de l'identification du π^+ pour les courants chargés et pour les courants neutres, nous allons consacrer un paragraphe à l'ambiguïté π/p dans les traces qui interagissent et qui sortent.

2.3.1 - Ambiguïté π/p pour les traces qui interagissent et qui sortent

Pour résoudre l'ambiguïté π/p parmi le lot de traces I^+ , nous proposons une méthode statistique basée sur l'étude des rayons δ . Quand une trace présentait au moins un rayon δ , nous avons décidé de mesurer le plus grand d'entre eux.

L'estimation de l'énergie du rayon δ s'est faite de deux manières différentes :

1° - a) mesure de la longueur de l'électron à l'aide d'un curvimètre sur 2 vues au moins.

b) reconstruction dans la chambre de la longueur L du δ à partir de la connaissance des coordonnées spatiales de son point d'émission pour tenir compte du grandissement film-chambre.

c) obtention de l'énergie minimum de ce δ à 95 % de confiance $E_{\delta}^{95\% C.L.} = a \times L$. Le paramètre a (MeV/cm) a été ajusté à partir d'un lot de δ assez énergiques qui ont été mesurés avec l'appareil de mesure, et dont l'énergie E_{mes}^{δ} nous est fournie par la courbure de la trace après reconstruction géométrique. La figure II.8 présente l'énergie E_{mes}^{δ} en fonction de la longueur L pour ce lot de δ . Sur la même figure est représentée la dépendance $E_{\delta}^{95\% C.L.} = a \times L$ avec $a = 1.05$ MeV/cm.

2° - l'énergie de l'électron est ici estimée à partir du diamètre du δ [Réf. II.6].

Pour entreprendre cette étude il est nécessaire de s'assurer qu'il n'y pas de biais dans la détection des rayons δ suivant les six laboratoires. Les figures II.9, qui présentent les proportions de traces avec au moins un δ parmi les L^+ et I^+ en fonction des laboratoires, nous montrent qu'il y a compatibilité entre les laboratoires pour la récolte des rayons δ .

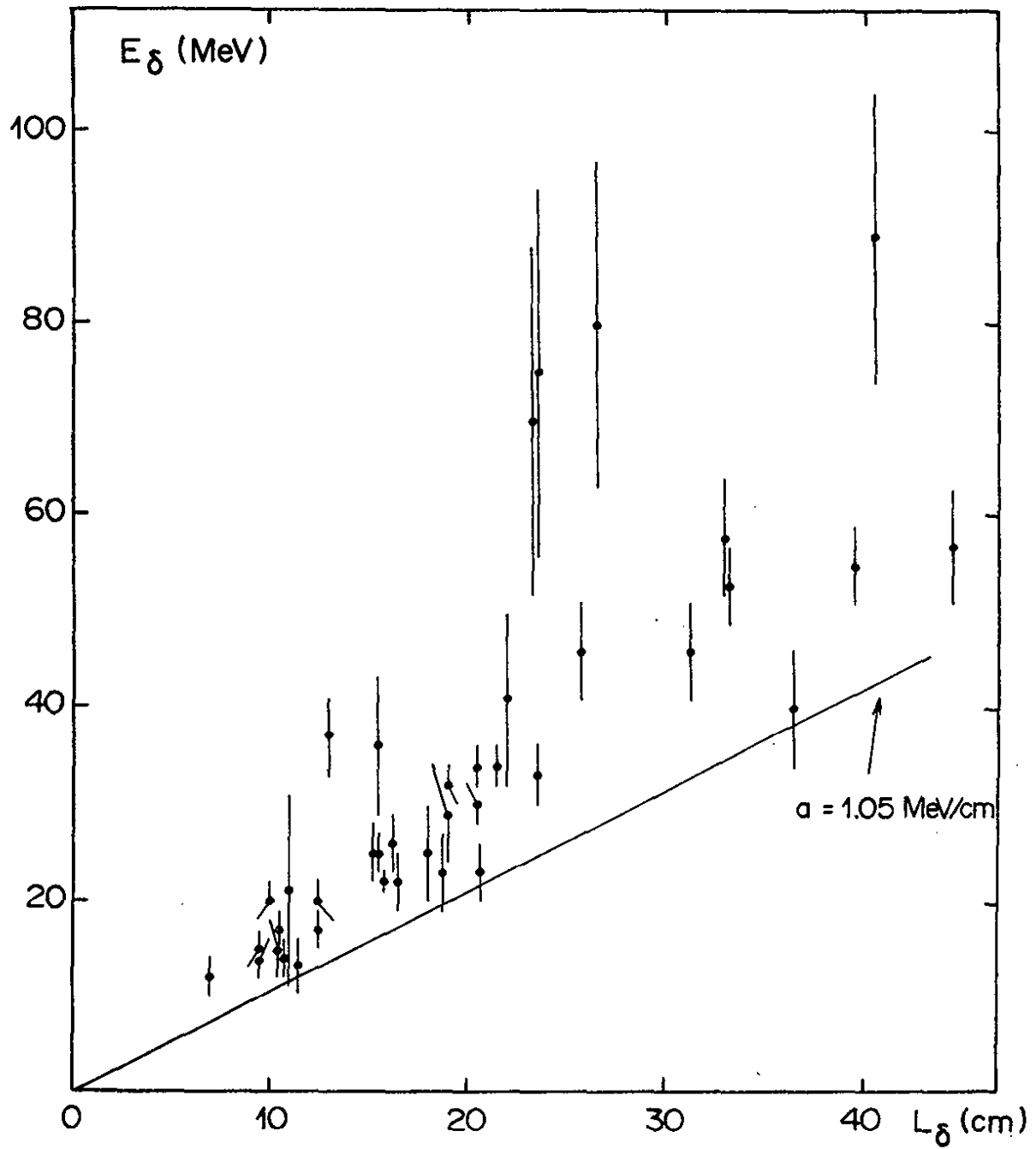


Fig. II.8 : Energie mesurée d'un rayon δ en fonction de la longueur de la trace

Le paramètre a donne l'énergie minimum du rayon δ à 95 % de confiance :

$$E_{\delta}^{95\% \text{ CL}} = a \times L$$

Nous allons présenter le principe de la méthode qui conduit à obtenir la proportion de π dans les traces I^+ complètement ambiguës.

Pour une particule de spin 0 et de masse M la probabilité élémentaire de collision avec un électron est donnée par :

$$\phi_{col}^0 dT = \frac{2Cm_e}{\beta^2} \frac{dT}{T} \left(1 - \beta^2 \frac{T}{T_{max}}\right) \text{ nombre moyen d'e}^-/\text{cm/MeV}$$

et pour une particule de spin 1/2 :

$$\phi_{col}^{1/2} dT = \frac{2Cm_e}{\beta^2} \frac{dT}{T} \left(1 - \beta^2 \frac{T}{T_{max}} + \frac{1}{2} \left(\frac{T}{E + M}\right)^2\right) \quad [\text{Réf. II.7}]$$

où T = énergie cinétique de l'électron

T_{max} = énergie maximum de l'électron $T_{max} \sim 2m_e \left(\frac{P}{M}\right)^2$

$\beta = \frac{P}{M}$ vitesse de la particule

$$C = \pi N_A^Z r_e^2 g^{-1} \text{cm}^2 \quad r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}$$

La figure II.10 montre la variation de l'énergie maximum d'un rayon δ en fonction de l'impulsion et de la masse de la particule mère.

Le nombre n de δ/cm d'énergie plus grande qu'une valeur T_{min} est donné par :

$$n = d \int_{T_{min}}^{T_{max}} \phi_{col} dT$$

où d = densité du liquide.

Dans notre cas $C = .0860$, $d = .514$ (Runs 40 et 42)

$C = .0834$, $d = .616$ (Runs 45 et 46)

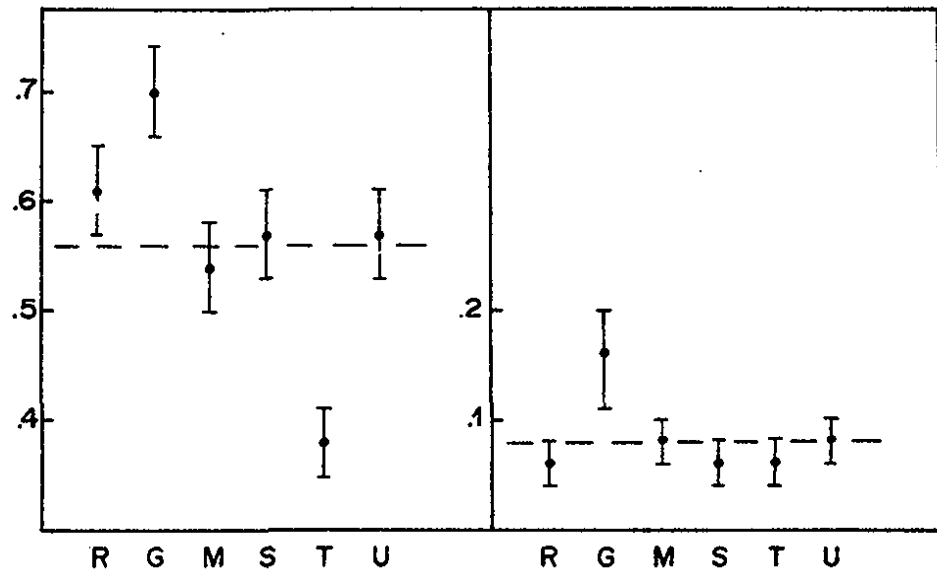


Fig. II.9 : Proportion de traces L^+ et I^+ avec au moins un rayon δ sélectionnées pour chaque laboratoire

E_{\max} MeV

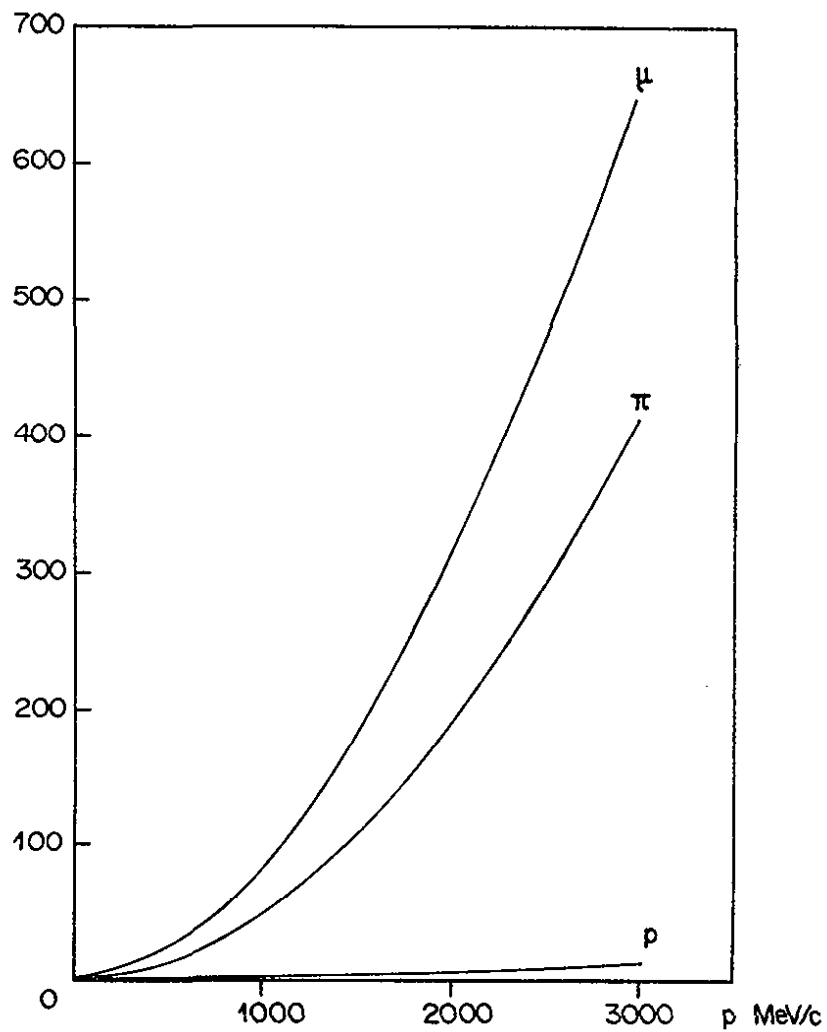


Fig. II.10 : Energie maximum d'un rayon δ en fonction de l'impulsion et de la masse de la particule mère

Nous pouvons donc écrire la probabilité d'avoir au moins un rayon δ d'énergie supérieure à T_{\min} sur une trace de longueur L :

$$P = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\nu^m}{m!} e^{-\nu} \quad \text{où } \nu = n L$$

$$P = 1 - e^{-nL} \quad \text{si on admet que les rayons } \delta \text{ sont distribués aléatoirement suivant la loi de Poisson.}$$

Pour un lot de N traces d'une particule de masse donnée, le nombre de traces qui portent au moins un δ d'énergie supérieure à T_{\min} est donné par :

$$N_{\text{att}}^{\delta} = \sum_{i=1}^N (1 - e^{-n_i L_i})$$

Supposons un lot de traces comprenant deux sortes de particules (en l'occurrence π et p pour les traces positives qui interagissent). De la connaissance du nombre de traces avec au moins un δ observé N_{obs}^{δ} , on peut tirer la proportion α_{π} de pions dans le lot, en effet :

$$N_{\text{obs}}^{\delta} = \alpha_{\pi} N_{\text{att}_{\pi}}^{\delta} + (1 - \alpha_{\pi}) N_{\text{att}_{p}}^{\delta}$$

$N_{\text{att}_{\pi,p}}^{\delta}$ = nombre théorique de traces avec au moins 1 δ si on les suppose toutes des π ou des protons.

$$\alpha_{\pi} = \frac{N_{\text{obs}}^{\delta} - N_{\text{att}_{p}}^{\delta}}{N_{\text{att}_{\pi}}^{\delta} - N_{\text{att}_{p}}^{\delta}} \quad \text{ceci si l'efficacité de détection d'un } \delta \text{ d'énergie supérieure à } T_{\min} \text{ est égale à 1.}$$

Si ϵ_{δ} est l'efficacité de détection d'un δ , nous avons :

$$\alpha_{\pi} = \frac{N_{\text{obs}}^{\delta} - \epsilon_{\delta} N_{\text{att}_{p}}^{\delta}}{\epsilon_{\delta} (N_{\text{att}_{\pi}}^{\delta} - N_{\text{att}_{p}}^{\delta})}$$

Afin de déterminer l'efficacité de détection d'un δ , nous avons utilisé le lot d'événements du type courant chargé $\bar{\nu}$ ayant une seule trace L^+ candidat muon d'impulsion supérieure à .200 GeV/c dans l'état final. Nous avons supposé que toutes ces traces L^+ étaient des muons. Comme nous le verrons par la suite, la contamination en protons parmi ces traces est négligeable. D'autre part la proportion de pions est non négligeable, mais néanmoins sans importance pour cette étude étant donné la faible différence de masse entre μ et π . Les figures II.11 (a,b) montrent respectivement les distributions en impulsion et en longueur des 2186 traces L^+ ainsi sélectionnées. La figure II.12 (a) présente la distribution en énergie des 1347 δ mesurés sur ces traces. Pour comparer la distribution en énergie des rayons δ mesurés avec la même distribution attendue théoriquement, nous avons utilisé une méthode de Monte-Carlo. Pour chaque trace générée suivant les distributions expérimentales en impulsion et en longueur, nous avons produit au hasard des rayons δ en accord avec la probabilité n_i qui dépend de notre liquide et des caractéristiques de la trace ($T_{\min} = 2$ MeV comme il est suggéré sur la figure II.12 (a)). Nous avons retenu sur chaque trace le plus grand des δ générés. Le résultat est illustré sur la figure II.12 (a) où pour les 2186 traces nous observons 1347 δ , la courbe définit le spectre d'énergie des δ attendus théoriquement correspondant à 1991 traces. Nous observons, comme nous nous y attendions, que la perte en δ est essentiellement due aux électrons produits de faible énergie.

$$\text{Comme } N_{\text{att}L^+}^{\delta} = \sum_{i=1}^{2186} (1 - e^{-n_i l_i}) = 2007$$

nous en déduisons que l'efficacité de détection moyenne d'un δ est :

$$\overline{\epsilon}_{\delta} = 0.67 \pm 0.02$$

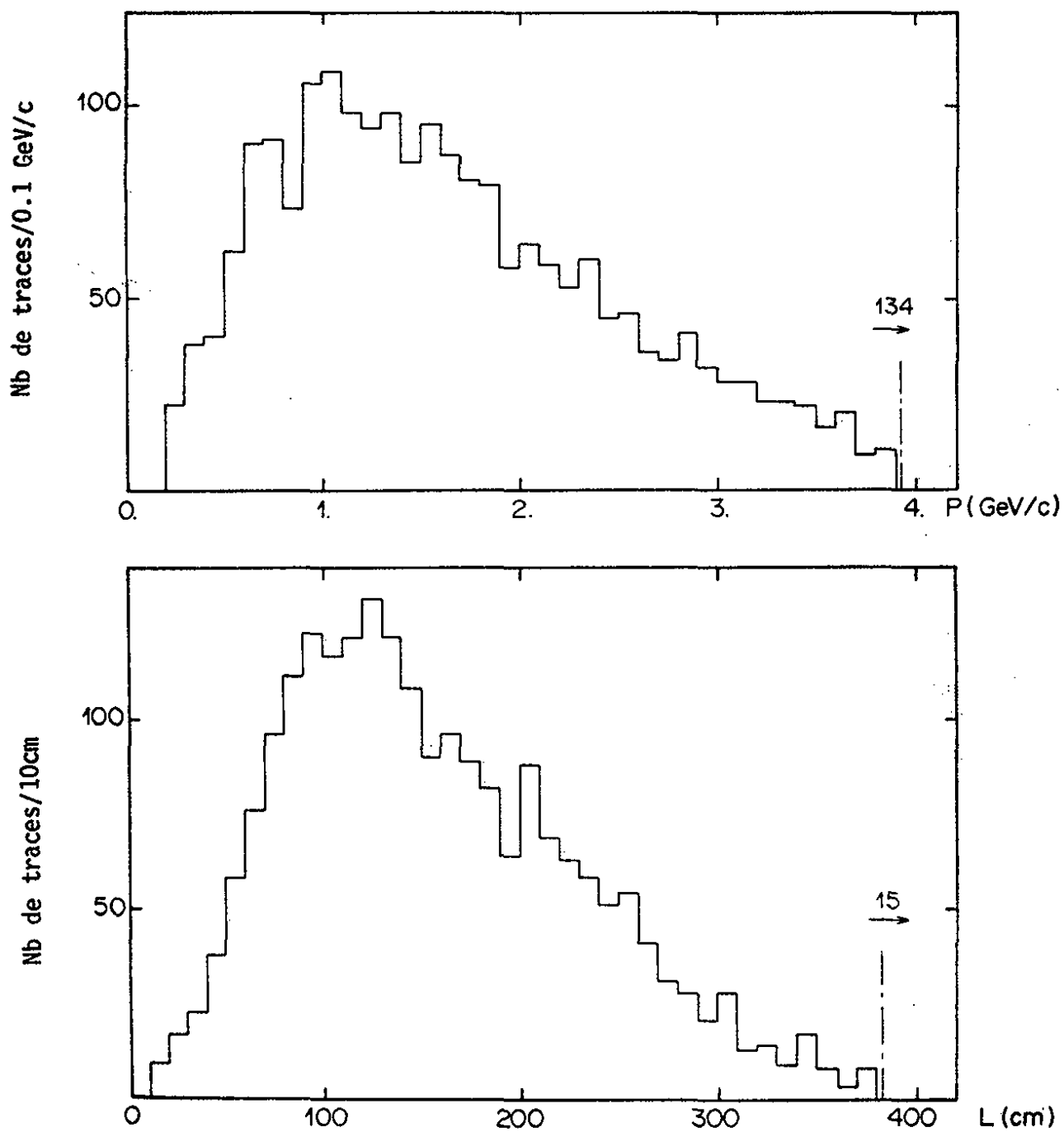


Fig. II.11 : a) distribution en impulsion
b) distribution en longueur
des traces L^+ sélectionnées
comme muon

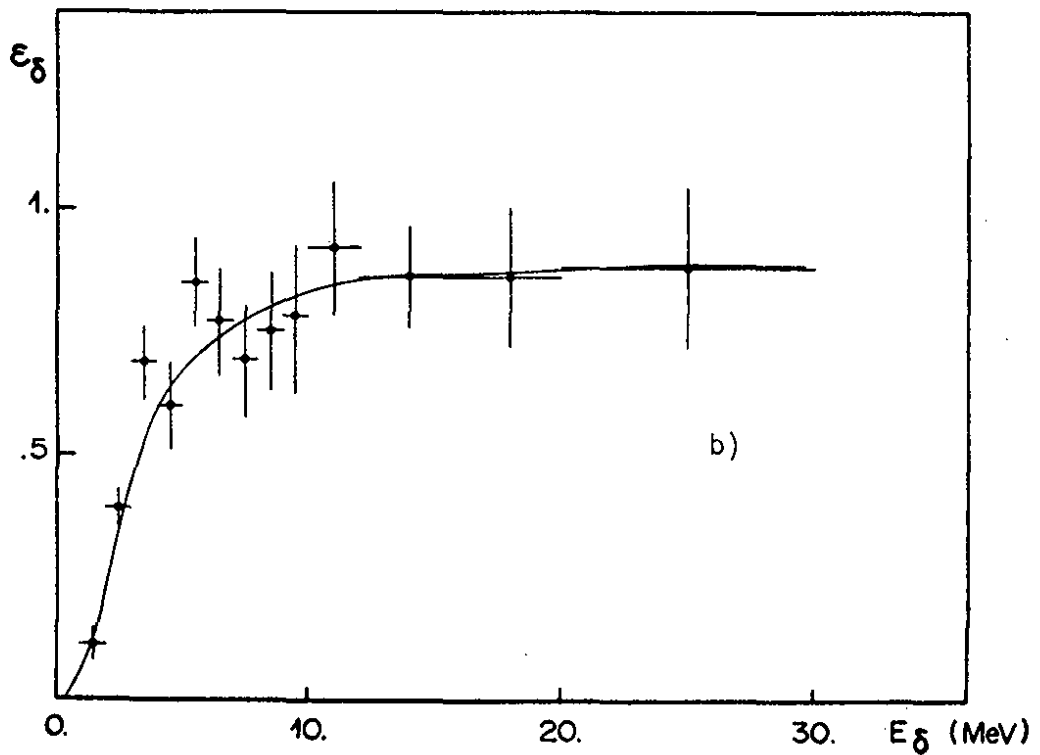
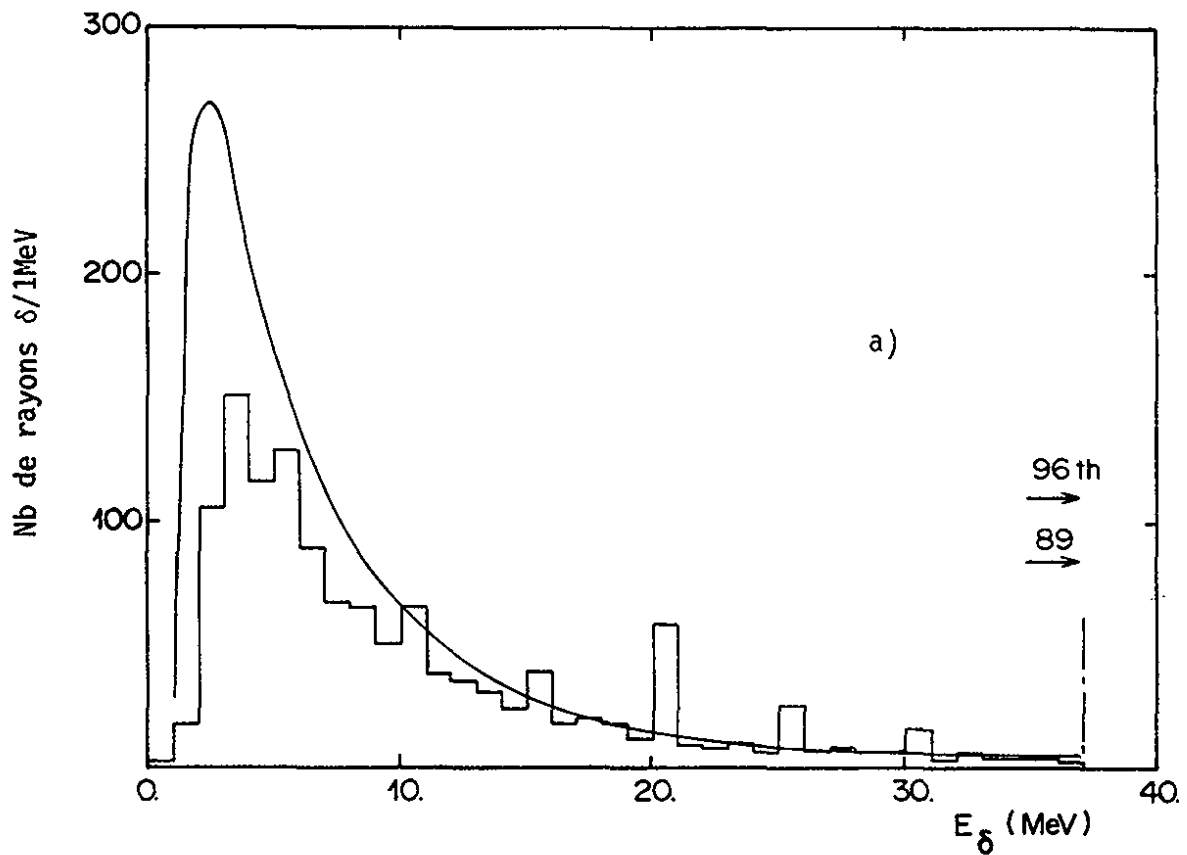


Fig. II.12 a) : distribution en énergie des rayons δ mesurés ;
la courbe représente la distribution attendue
théoriquement
b) : variation de l'efficacité de détection d'un
rayon δ en fonction de son énergie

A partir de la figure II.12 (a), nous pouvons déterminer la variation de l'efficacité de détection d'un rayon δ en fonction de son énergie. Cette variation est présentée dans la figure II.12 (b).

Suivant les spectres expérimentaux en impulsion et en longueur des traces I^+ ambiguës, nous avons par Monte-Carlo, généré le spectre en énergie attendu des δ , en supposant que tout le lot était constitué de pions et que tout le lot était constitué de protons. Etant donné que ces 2 spectres en énergie sont très différents, nous prendrons deux efficacités de détection moyenne différentes pour les pions et les protons.

La formule qui donne la proportion de pions dans le lot de traces ambiguës devient alors :

$$\alpha_{\pi} = \frac{N_{obs}^{\delta} - \epsilon_{\delta}^p N_{att}^{\delta}_p}{\epsilon_{\delta}^{\pi^+} N_{att}^{\delta}_{\pi} - \epsilon_{\delta}^p N_{att}^{\delta}_p}$$

avec $\epsilon_{\delta}^{\pi^+}$ = moyenne pondérée de l'efficacité de détection pour les pions
 $= .46 \pm .04$

ϵ_{δ}^p = moyenne pondérée de l'efficacité de détection pour les protons
 $= .21 \pm .06$

Remarquons que $\epsilon_{\delta}^{\pi^+}$ ainsi déterminé se trouve proche de l'efficacité de détection moyenne des δ pour les traces I^- qui ont une distribution en impulsion un peu plus piquée aux faibles valeurs et une distribution en longueur comparable $\epsilon_{\delta}^{\pi^-} = .43 \pm .05$.

Nous allons appliquer la méthode pour l'obtention de la proportion de π parmi les traces I^+ .

Expérimentalement nous avons un lot de 472 traces I^+ ambiguës π/p (avec ou sans δ), attachées à n'importe quel type de vertex. La figure II.13 montre les distributions en impulsion

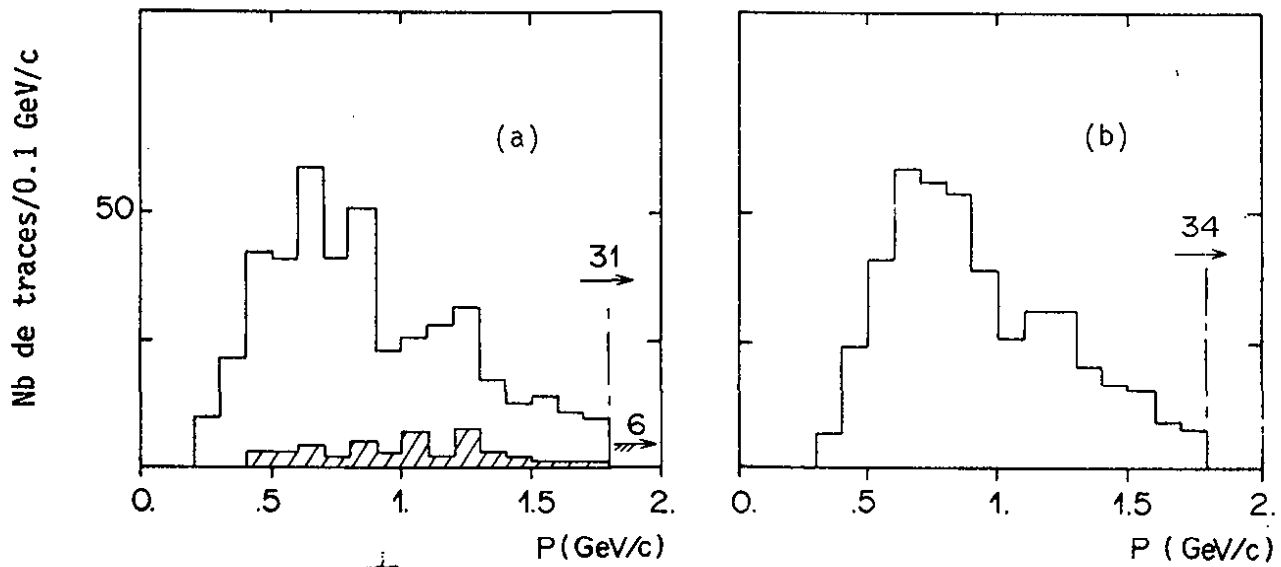


Fig. II.13 : Distribution en impulsion des traces I^+ dans l'hypothèse pion (a) et proton (b). En hachuré les traces portant au moins un rayon δ

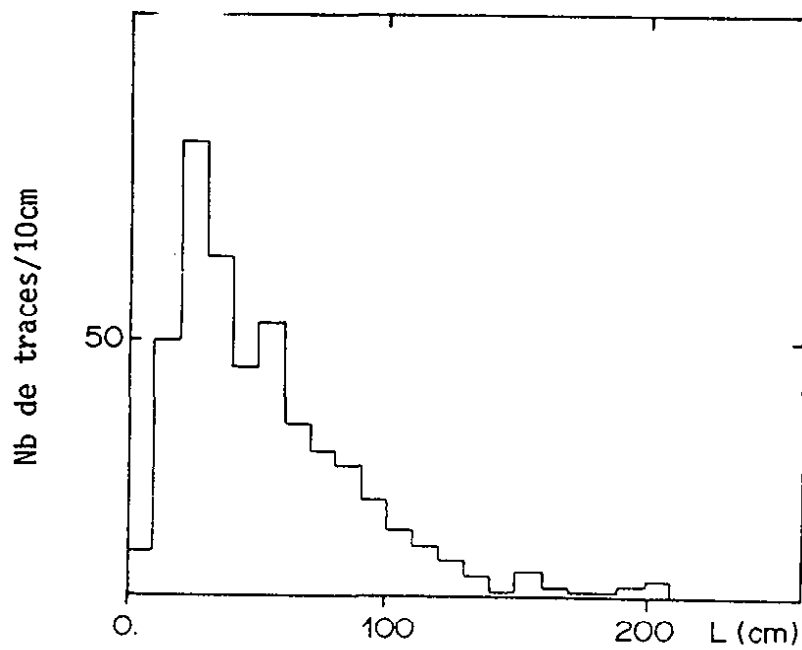


Fig. II.14 : Distribution en longueur des traces I^+

de ces traces pour l'hypothèse π et p respectivement, la figure II.14 leur distribution en longueur. Si nous appliquons à ce lot de traces la méthode décrite précédemment, nous obtenons le résultat suivant :

$N_{\pi/p}$	N_{obs}^{δ}	$N_{att_{\pi}}^{\delta}$	$N_{att_p}^{\delta}$
472	51	270.3	31.8

d'où l'on tire $\alpha_{\pi} = .38 \pm .07$

Etant donné que parmi ces 472 traces, nous en avons 51 avec au moins un δ dont l'énergie permet d'exclure l'hypothèse proton puisque

$$E_{\delta}^{obs} > E_{\delta}^{max}(p)$$

la proportion de π dans les 421 traces complètement ambiguës restantes est :

$$\alpha_{\pi}^I = .30 \pm .08$$

La figure II.15 présente le spectre en énergie des rayons δ portés par les 51 traces I^+ .

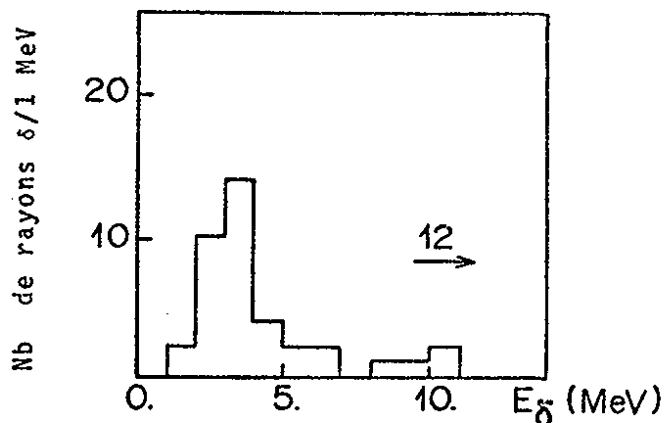


Fig. II.15 : Distribution en énergie des rayons δ portés par les traces I^+

Nous avons vérifié que les événements du type B constitués par une seule trace I^+ ambiguë π/p accompagnée ou non de protons reconnus, ont les mêmes caractéristiques en impulsion et en longueur que le lot global des traces I^+ . Ceci signifie que toutes les traces I^+ qu'elles fassent partie de la gerbe hadronique d'un courant chargé ou qu'elles soient isolées ont le même comportement, donc que α_{π}^I s'applique à tout le lot de traces I^+ quel qu'il soit.

Nous allons traiter l'ambiguïté π/p dans les traces sortantes, faisant partie de la gerbe hadronique associée à un événement courant chargé. Nous allons appliquer la méthode utilisée pour obtenir α_{π}^I , pour déterminer α_{π}^L qui sera la proportion de pions parmi les traces ambiguës L^+ accompagnant le muon des événements courants chargés.

Nous obtenons le résultat suivant :

$N_{\pi/p}$	N_{obs}^{δ}	$N_{att_{\pi}}^{\delta}$	$N_{att_p}^{\delta}$	$\epsilon_{\delta}^{\pi^+}$	ϵ_{δ}^p
115	18	91.6	6.7	$.50 \pm .08$	$.24 \pm .12$

d'où nous tirons que la proportion de pions parmi les traces L^+ complètement ambiguës π/p dans un événement de type CC est

$$\alpha_{\pi}^L = .25 \pm .14$$

Vérification de la méthode

Pour cela nous avons utilisé une méthode de Monte-Carlo. Nous avons généré 4000 traces du type I^+ choisies suivant les distributions expérimentales données dans les figures II.13 et II.14. Nous avons fixé au départ une proportion de π dans le lot fictif et tiré la masse de la particule au hasard. Pour les 2 hypothèses π et p nous avons calculé $N_{att_{\pi}}^{\delta}$ et $N_{att_p}^{\delta}$, et suivant la masse choisie, tiré au hasard les rayons π et p pour obtenir N_{obs}^{δ} . Pour une proportion de 20 % de pions au départ, nous avons obtenu $\alpha_{\pi} = .207$.

2.3.2 - Efficacité de détection du π^+ dans la gerbe hadronique d'un événement courant chargé

Une fois le muon sélectionné, l'ambiguïté π/p ne subsiste que dans 2 catégories de traces: I^+ et L^+ . En effet, en plus des cas donnés au paragraphe II.1, une trace est aussi définie comme π^+ sûr, si elle présente les caractéristiques suivantes :

- i) trace positive qui s'arrête pour donner un électron : il s'agit alors d'un π^+ qui s'est désintégré à l'arrêt et pour lequel le muon est invisible.
- ii) trace positive qui sort et pour laquelle l'hypothèse proton peut être rejetée pour les raisons suivantes (L^+_{π}) :
 - incompatibilité entre la longueur de la trace mesurée et son parcours possible s'il s'agissait d'un proton.
 - présence d'un rayon δ d'une énergie supérieure à l'énergie maximum d'un δ que pourrait produire un proton.

Nous définissons la probabilité d'identification du π^+ dans les courants chargés $\epsilon_{CC}^{\pi^+}$, comme le rapport du nombre de π^+ identifiés sur le nombre de π^+ attendus compte tenu des évaluations de α_{π}^I et α_{π}^L .

Nous observons :

$N_{\pi_{rec}}^+$: Nombre de π^+ reconnus : 257

NI^+ : Nombre de trace ambiguës π/p du type I^+ : 284

NL^+ : Nombre de traces ambiguës π/p du type L^+ : 153

$$\epsilon_{CC}^{\pi^+} = \frac{N_{\pi_{rec}}^+}{N_{\pi_{rec}}^+ + \alpha_{\pi}^I \times NI^+ + \alpha_{\pi}^L \times NL^+}$$

d'où

$$\epsilon_{CC}^{\pi^+} = 0.68 \pm 0.07$$

Rappelons que cette probabilité s'appliquera pour les courants chargés, en particulier pour l'évaluation de la contamination des événements à 2π dans les courants chargés à 1π (paragraphe III.2).

2.3.3 - Efficacité de détection du π^+ dans les courants neutres

Pour déterminer l'efficacité $\epsilon_{NC}^{\pi^+}$ de détection du π^+ dans les courants neutres, nous allons supposer que le comportement du π^+ dans les courants neutres est le même que celui du π^+ produit dans les courants chargés.

Quand nous sélectionnons les événements candidats à la réaction (4) le π^+ est identifié par les critères définis au paragraphe II.1 (I_{π}^+ et D_{π}^+). Nous observons, sur la figure II.16 où sont présentés respectivement les spectres en impulsion des traces I_{π}^+ et D_{π}^+ pour les courants chargés et les courants neutres, que leur comportement est tout à fait identique. Nous supposons donc qu'il en va de même pour les π^+ de la réaction (4) que nous n'avons pas pu identifier.

Nous pouvons alors définir l'efficacité de détection du π^+ dans les courants neutres comme le rapport du nombre de π^+ du type I_{π}^+ et D_{π}^+ observé dans les courants chargés sur le nombre de π^+ totalement produit dans la même voie.

Etant donné que les π^+ que nous observons dans les courants chargés se répartissent comme suit :

D_{π}^+	D_{μ}^+	L_{π}^+	I_{π}^+	L^+	I^+
18	75	72	92	153 x .25	284 x .30

T A B L E A U II.4

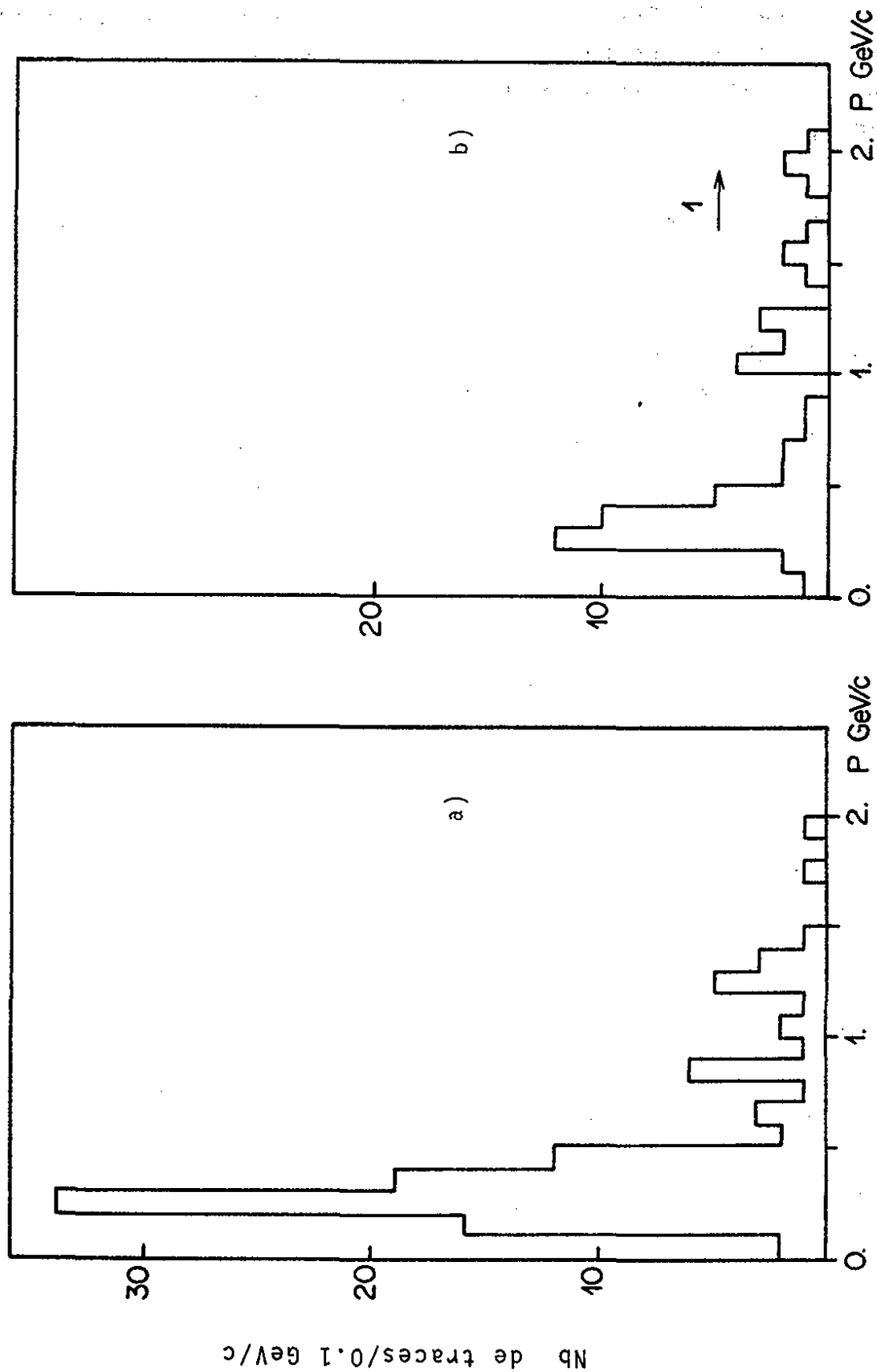


Fig. II.16 : Spectre en impulsion des traces D_π^+ et I_π^0
a) pour les courants chargés
b) pour les courants neutres

nous en tirons que la probabilité d'identification du π^+ dans les courants neutres est :

$$\epsilon_{NC}^{\pi^+} = .29 \pm .04$$

Il est à noter que le classement par topologie des π^+ donné dans le tableau II.4 est tout à fait en accord avec le même classement effectué dans l'expérience neutrino dans les mêmes conditions expérimentales, à partir des événements $\nu p \rightarrow \mu^+ p \pi^+$ qui satisfont les équations de contraintes pour une réaction sur nucléon libre [Réf. II.8].

La comparaison des pourcentages par topologie pour les deux expériences est donnée dans le tableau II.5 .

Topologie du π^+	D ⁺	I ⁺	L ⁺
expérience ν	31 %	43 %	26 %
expérience $\bar{\nu}$	25 %	47 %	29 %

T A B L E A U II.5

Cette estimation étant très importante puisqu'elle nous permet d'obtenir le nombre de courants neutres à $1\pi^+$ produit, nous allons présenter une étude sur les longueurs d'interaction des traces qui permettra au paragraphe III.4 de donner l'estimation de la correction à apporter aux candidats à la réaction (5) par une méthode indépendante.

II.2.4 - Ambiguïté muon-hadron dans les traces L^+ sélectionnées comme muons

Nous nous proposons de résoudre ce problème de manière statistique et de donner un résultat en terme de proportion de hadrons parmi les traces choisies comme muon puisque l'ambiguïté peut ici être triple (μ, π, p). La méthode est basée sur les longueurs d'interaction. La connaissance de la longueur d'interaction des pions est nécessaire pour connaître la probabilité pour qu'une trace sortante soit un pion. Les difficultés qui se présentent au niveau de l'étude expérimentale des longueurs d'interaction sont de deux ordres :

- i) la variation non négligeable de la section efficace en fonction de l'impulsion des traces et conséquemment variation des longueurs d'interactions.
- ii) la difficulté de séparer pions et protons pour les traces positives qui interagissent.

Nous proposons donc pour tourner les difficultés énoncées plus haut de déterminer une valeur λ_0 de référence des longueurs d'interaction des pions. Les longueurs d'interaction trace par trace pourront ensuite être déduites à partir de la connaissance de λ_0 et de la section efficace de la particule considérée.

Cette manière de procéder présente deux avantages :

- i) nous pouvons calculer la longueur de référence λ_0 à partir des traces négatives qui interagissent, celle des π^+ ou des protons se déduisant de λ_0 .
- ii) nous pouvons facilement extrapoler les longueurs d'interactions et donc connaître les longueurs d'interaction des traces qui n'interagissent pas dans la chambre.

Nous introduisons donc arbitrairement une longueur d'interaction de référence λ_0 correspondant à une section efficace $\sigma_0 = 100\text{mb}$.

$$\text{Par définition } \lambda_0 = \frac{1}{N\sigma_0}, \quad \lambda = \frac{1}{N\sigma}$$

où N est le nombre de nucléons cibles/unité de volume de notre mélange

Entre la longueur d'interaction λ d'une particule d'impulsion donnée et λ_0 , nous avons donc la relation

$$\lambda = \lambda_0 \frac{\sigma_0}{\sigma}$$

A partir des données expérimentales sur les sections efficaces totales π^-N , π^+N , pN qui sont présentées dans la figure III.8 et dont nous reparlerons au chapitre III, nous pouvons donc calculer le rapport $\frac{\sigma}{\sigma_0}$ pour chaque particule d'impulsion donnée.

L'ajustement de λ_0 se fait par maximisation de la fonction de vraisemblance suivante :

$$F = \prod_{i=1}^n \frac{1/\lambda_i e^{-\ell_i/\lambda_i}}{e^{-\ell_{\min}/\lambda_i} - e^{-\ell_{i\text{pot}}/\lambda_i}}$$

où pour chaque trace λ_i est déterminé en fonction de son impulsion

ℓ_i = longueur de la trace

ℓ_{\min} = longueur minimum fixée à 15cm, ce qui nous permet d'éliminer en grande partie les mesures imprécises de l'impulsion

$\ell_{i\text{pot}}$ = longueur potentielle de la trace qui est, soit la longueur qu'aurait eu la trace jusqu'à son intersection avec les limites du volume visible [Réf.II.9] si elle peut sortir de la chambre, soit la longueur d'arrêt de la trace.

Un ajustement de λ_0 sur 378 traces I^- , dont les spectres en impulsion et en longueur sont donnés dans la figure II.17, donne :

$$\lambda_0 = 41.0 \pm 0.8 \text{ cm}$$

Nous allons supposer dans un premier temps que toutes les traces L^+ que nous avons sélectionnées comme muon (pour les événements avec 1 seul candidat muon de ce type), sont entachées uniquement de l'ambiguïté entre μ^+ et π^+ , et évaluer la proportion de π^+ parmi elles. Cette façon de faire nous donnera de fait une limite supérieure de la proportion de π .

Appelons ℓ_i la longueur de chacune des traces (longueur entre le vertex d'émission et son point d'intersection avec le volume visible), longueur sur laquelle aucune interaction n'est visible.

Supposons donc successivement que cette trace est un π^+ ou un μ^+ .

i) Nous définissons α comme la probabilité à priori que cette trace soit un π et λ_i sa longueur d'interaction étant donné son impulsion. La probabilité d'observer aucune interaction sur le parcours ℓ_i est donnée par la loi de Poisson :

$$P = e^{-\ell_i/\lambda_i}$$

ii) La probabilité que cette trace soit un muon est alors $1-\alpha$. La longueur d'interaction d'un muon étant quasiment infinie, la probabilité que la particule n'ait pas interagi sur la longueur ℓ_i est égale à 1.

Par conséquent, connaissant α , la probabilité pour que la trace n'ait pas subi d'interaction sur la longueur ℓ_i est donnée par :

$$P_i = (1-\alpha) + \alpha e^{-\ell_i/\lambda_i}$$

Dans le but de déterminer α , nous formons la fonction de vraisemblance normalisée :

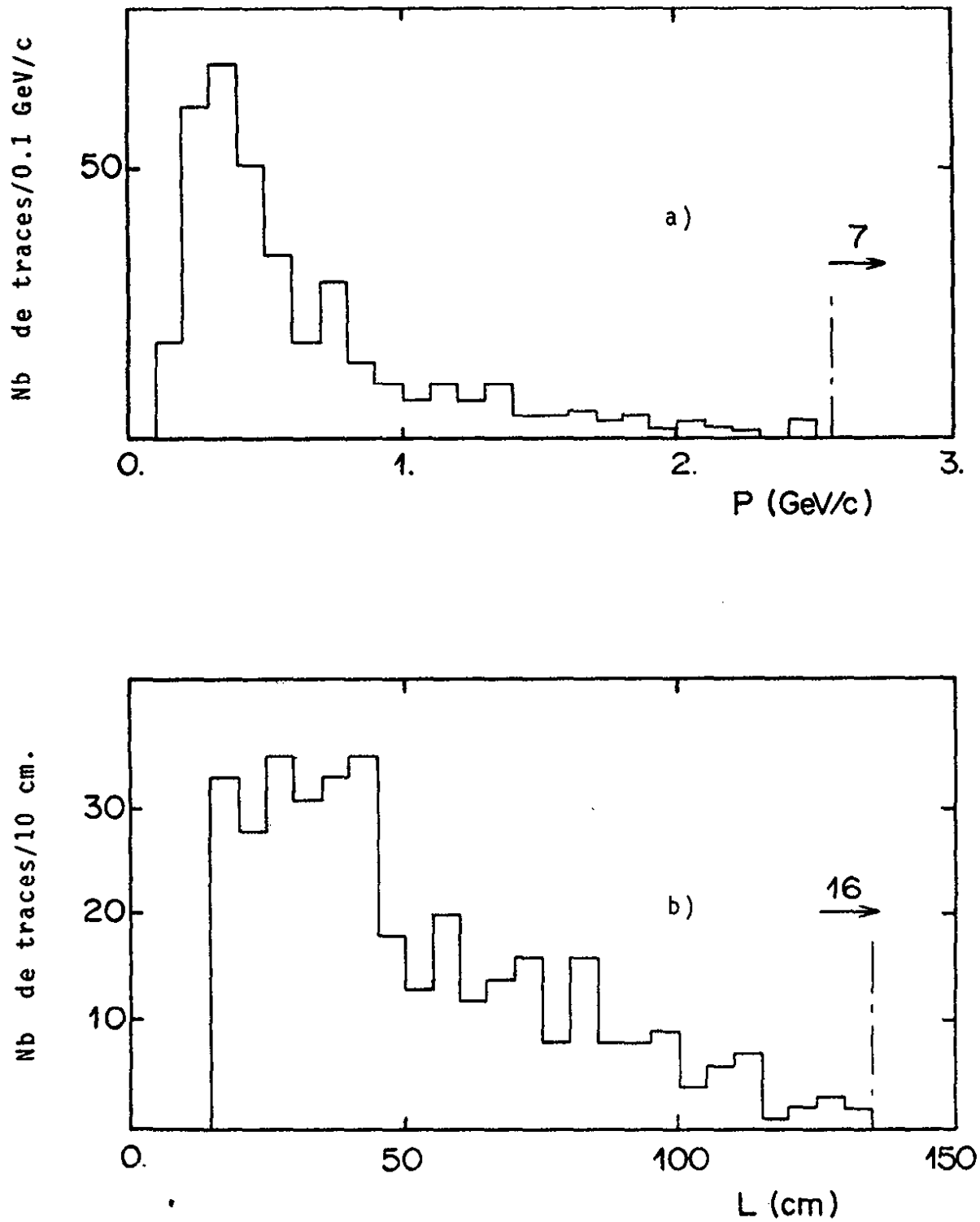


Fig. II.17 : a) Distribution en impulsion,
b) Distribution en longueur,
des traces négatives qui interagissent

$$\mathcal{L}(\alpha) = \prod_{i=1}^n P_i(\alpha) = \prod_{i=1}^n \frac{(1-\alpha) + \alpha e^{-\ell_i/\lambda_i}}{L(1-\alpha) + \alpha \lambda_i (1 - e^{-L/\lambda_i})}$$

où $\int_0^L P_i(\alpha) d\ell_i = 1$

L étant la plus grande longueur que peut avoir la trace (4 mètres étant donné la longueur du volume fiduciaire).

La seconde étape consiste à déterminer β : probabilité que cette trace soit un π alors qu'elle sort de la chambre. Ayant obtenu α par maximisation de la fonction de vraisemblance définie plus haut, nous pouvons calculer pour chaque trace sortante la probabilité β_i que cette trace soit un π :

$$\beta_i = \frac{\alpha e^{-\ell_i/\lambda_i}}{(1-\alpha) + \alpha e^{-\ell_i/\lambda_i}}$$

Pour le lot de n traces que nous considérons, nous définissons β comme :

$$\beta = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \beta_i$$

Cette valeur de β nous donnera une estimation statistique de la contamination des réactions courants neutres dans les courants chargés.

A partir d'une proportion, α_0 fixée, de pions, on détermine la probabilité β_0 pour qu'une trace sortante soit un pion. Ces valeurs sont ensuite comparées aux résultats de l'ajustement précédent donnant α et β en fonction des quantités géométriques et cinématiques des traces et de la composition du liquide.

VALEURS DE DEPART		RESULTAT DE L'AJUSTEMENT	
α_0	β_0	α	β
.20	.02	.13 \pm .06	.02 \pm .01
.40	.06	.37 \pm .04	.06 \pm .01
.60	.14	.62 \pm .02	.14 \pm .01
.80	.29	.81 \pm .01	.31 \pm .01
.90	.50	.91 \pm .01	.50 \pm .03
1.00	1.00	1.00 \pm .01	1.00

T A B L E A U II.6

A partir d'un lot de 1312 traces L^+ avec les caractéristiques suivantes :

- valeur moyenne de l'impulsion 1.6 GeV/c
- valeur moyenne de la longueur : 1.70 mètre.

Nous obtenons le résultat suivant :

$$\alpha = .179 \pm .001 \quad \beta_{\pi}^H = .06 \pm .02$$

L'erreur sur α n'affecte pas β , l'erreur sur β provient essentiellement de l'erreur sur la détermination de λ_0 .

II.3 - OBTENTION DU LOT EXPERIMENTAL

Nous allons examiner les problèmes liés à chacun des canaux que nous étudions et donner pour chacun d'eux le nombre d'événements sélectionnés.

Pour chacun des canaux nous donnerons systématiquement les distributions suivantes :

- distribution de la position en x, le long de l'axe du faisceau, de l'interaction
- distribution en impulsion P_π et $\cos\theta_\pi$ du π (θ_π étant l'angle de la direction de l'impulsion du π avec la direction du faisceau)
- distribution en impulsion P_p et $\cos\theta_p$ du proton quand il en existe dans l'état final.
- distribution en énergie hadronique $E_H = E_\pi + \sum_i T_{\text{Proton}}^i$

$$(T_{\text{proton}}^i = E_{\text{proton}}^i - M_{\text{proton}})$$

II.3.1 - Réaction $\bar{\nu}p \rightarrow \bar{\nu}p\pi^0$ (1)

Contrairement à la réaction (3) pour laquelle nous ne retenons que les événements avec 2 gammas matérialisés, nous sélectionnons pour cette réaction les événements avec 1 ou 2 gammas sûrs et nous n'appliquons pas de coupure en masse gamma-gamma aux candidats à deux gammas. Nous prenons les événements avec un nombre de protons supérieur ou égal à 1. 154 événements (figure II.18) : sont candidats à cette réaction, ils se répartissent de la façon suivante :

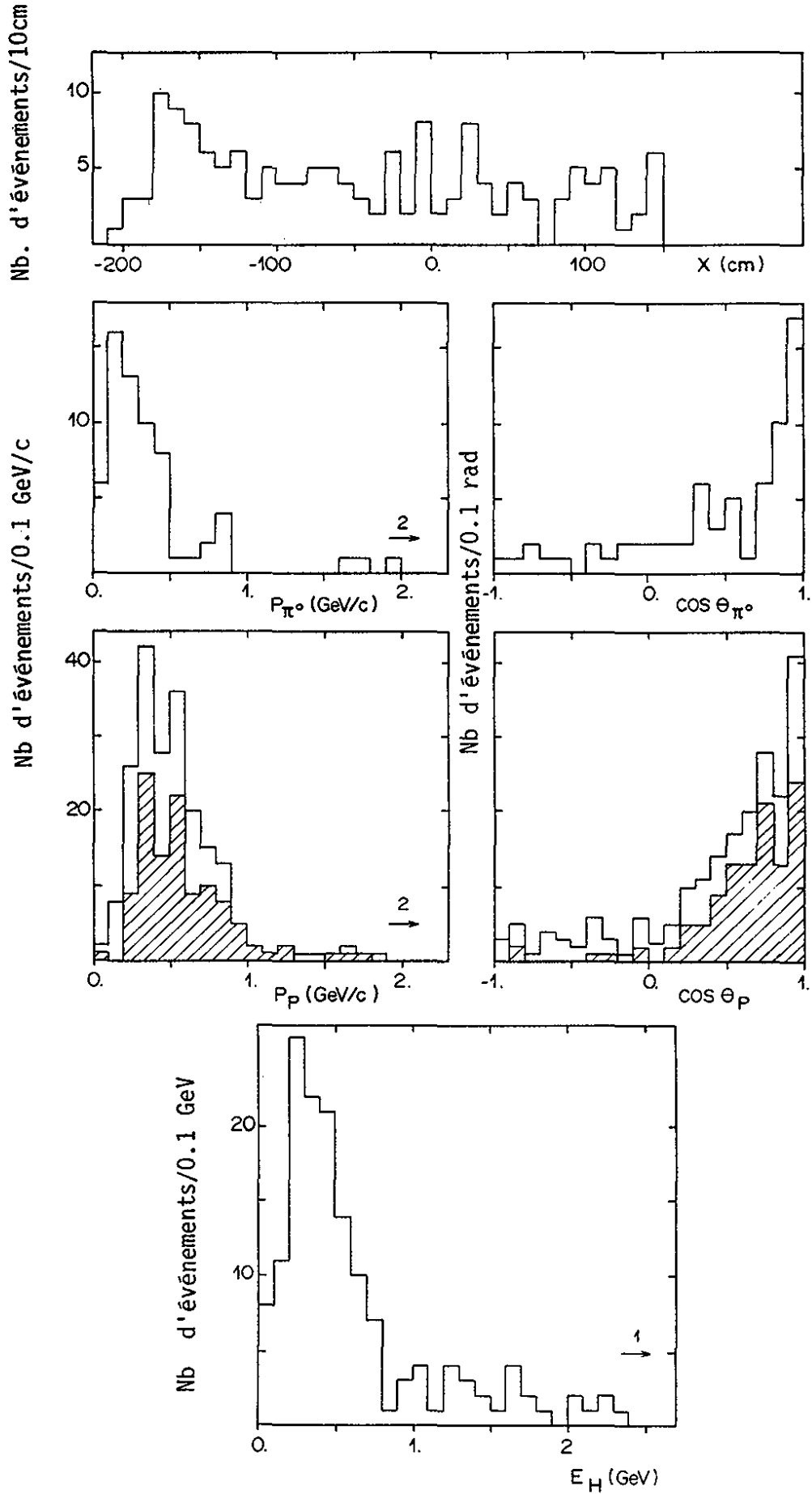


Fig. II.18 : Distributions relatives aux 154 événements sélectionnés pour la réaction $\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \bar{\nu}_\mu p \pi^0$. Les parties hachurées correspondent aux événements avec 1 seul proton.

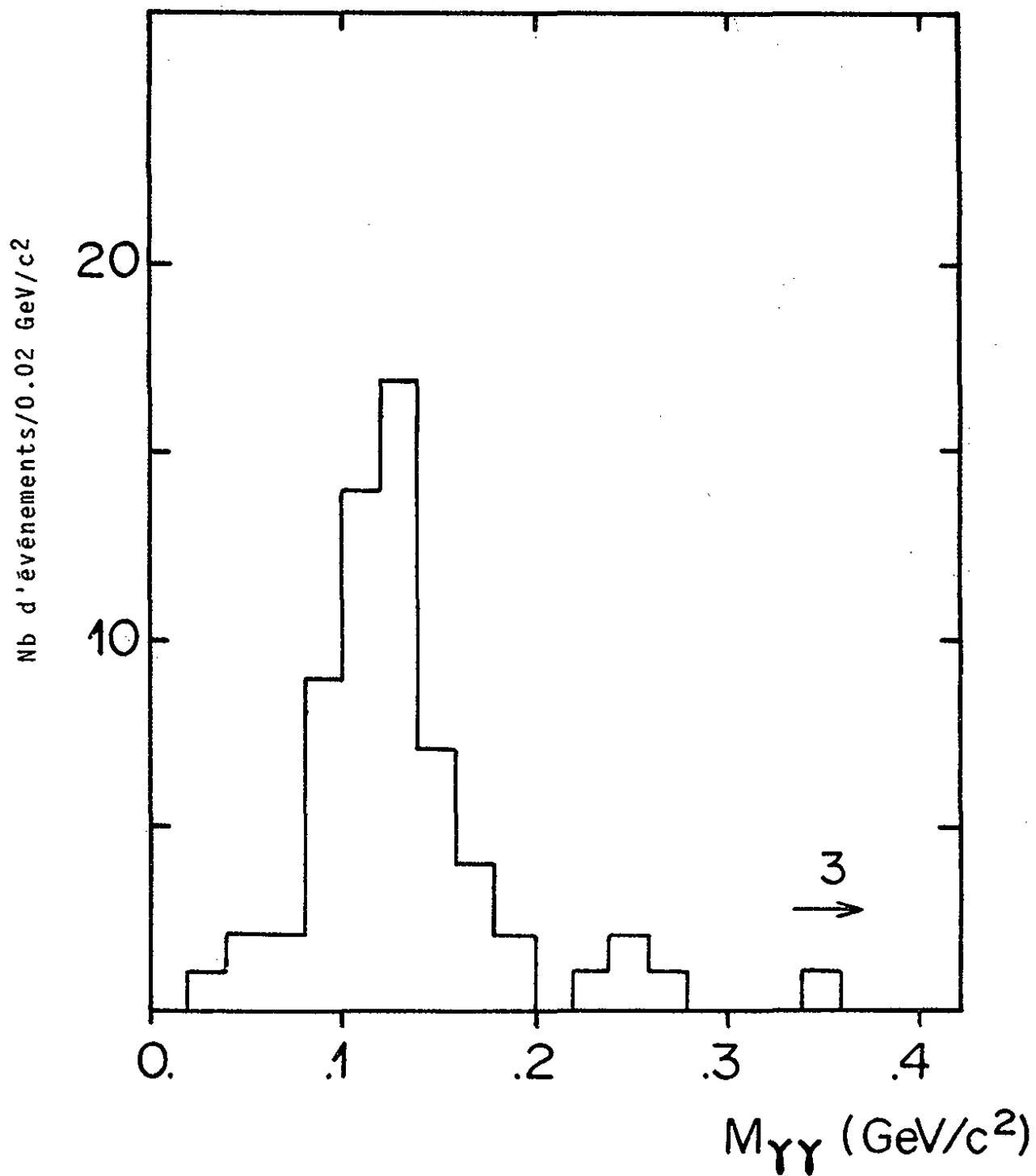


Fig. II.19 : Distribution de la masse gamma-gamma pour les 66 événements à 2 gammas sûrs candidats à la réaction $\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \bar{\nu}_\mu p \pi^0$

	$1\gamma_{\text{sûr}}$	$2\gamma_{\text{sûrs}}$
1P	69	43
2P	14	9
3P	1	8
4P	3	1
> 4P	1	5
	88	66

Parmi eux, 27 protons
sont ambigus π/p .

La figure II.19 montre la distribution en masse gamma-gamma pour les 66 événements avec 2 gammas sûrs.

II.3.2 - Réaction $\bar{\nu}p \rightarrow \bar{\nu}n\pi^+$ (2)

Il est clair que ce canal constitué dans l'état final par une seule trace positive est fortement concurrencé par la réaction quasi-élastique courant-chargé $\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+n$. Ceci nous conduit naturellement à ne retenir que les événements où le π^+ est reconnu selon les critères donnés au paragraphe II.2.3 .

Nous avons sélectionné 54 candidats à cette réaction (figure II.20) qui se répartissent comme suit :

	0P	1P	2P	> 4P
D_{π}^+	1	3		
I_{π}^+	29	11	7	3

Parmi les protons,
accompagnant le π^+ ,
il y a 3 ambigus π/p

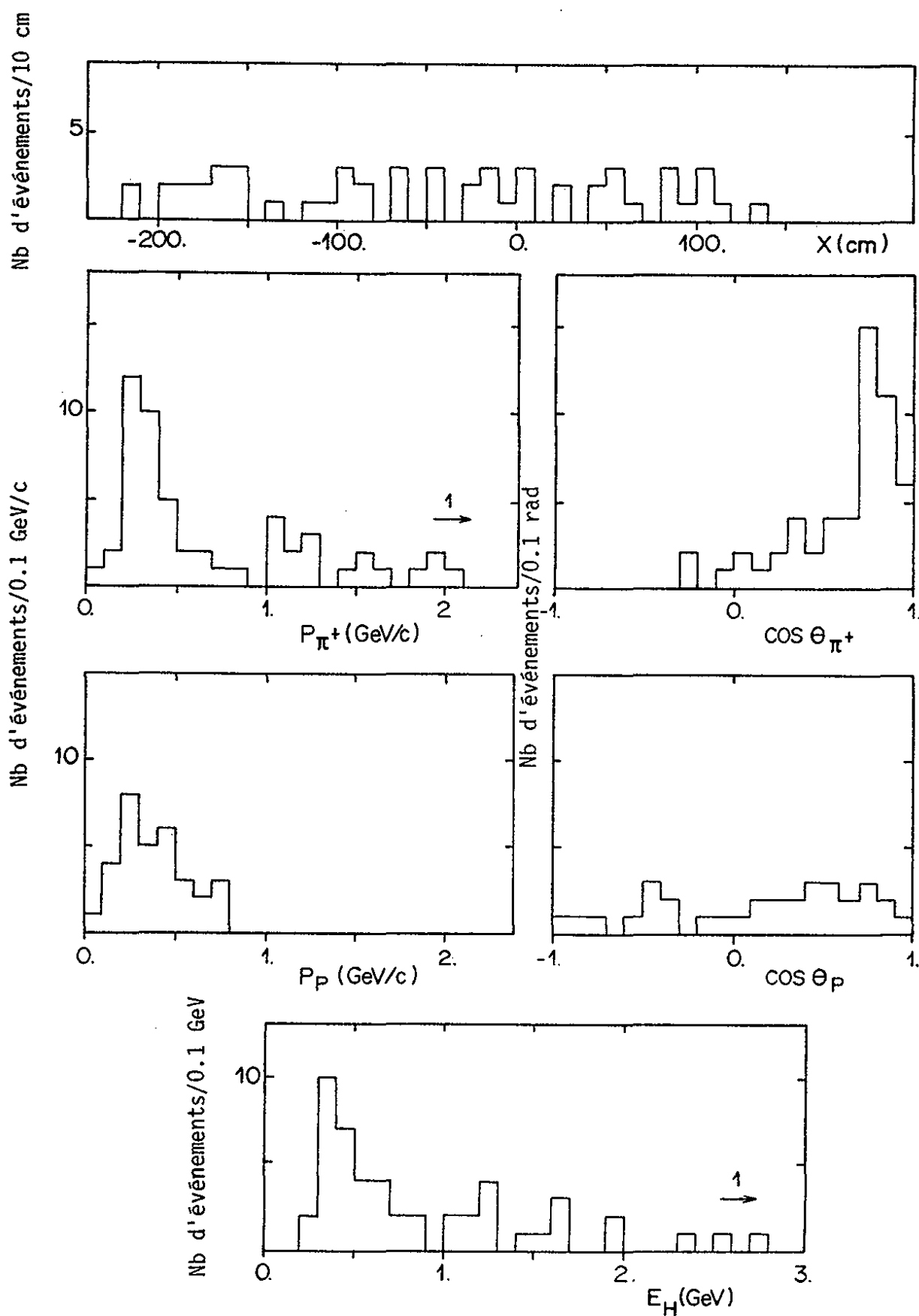


Fig. II.20 : Distributions relatives aux 54 événements sélectionnés pour la réaction $\bar{\nu}_{\mu} p \rightarrow \bar{\nu}_{\mu} n \pi^+$

II.3.3 - Réaction $\bar{\nu}n \rightarrow \bar{\nu}n\pi^0$ (3)

Cette réaction est la plus délicate à étudier, car toutes les particules entrant en jeu sont des particules neutres. La figure II.21 montre la photographie d'un candidat à ce type de réaction. Pour ce canal, nous avons sélectionné les événements avec deux gammas sur la photographie et pour lesquels les lignes de vol se coupent en un point appartenant au volume fiduciaire. La méthode utilisée pour reconstruire le vertex de la réaction à partir des directions des deux gammas est donnée en référence [Réf. II.10]. Il s'agit d'une méthode de χ^2 à 1 degré de liberté (3 inconnues qui sont les coordonnées X, Y, Z du vertex de création du π^0 , 4 équations et 4 données qui sont les directions λ et φ de chacun des gammas). La méthode a été testée avec les événements à 2 gammas sûrs provenant d'une origine matérialisée dans la chambre. La figure II.22 montre la distribution de probabilité de χ^2 pour la reconstruction du vertex. L'efficacité de la méthode est pratiquement de 100 % et la distance entre le point reconstruit et le point mesuré est en moyenne de l'ordre de 3 cm. La figure II.23a montre la distribution en probabilité de χ^2 pour les 38 événements candidats à la réaction (3) qui ont une probabilité de $\chi^2 > .01$ et la figure II.23b la distribution de masse gamma-gamma pour ces mêmes événements.

Etant donné que pour ce canal, le π^0 est défini à partir de 2 gammas, nous nous proposons d'appliquer une coupure supplémentaire en masse gamma-gamma définie de la façon suivante pour nous affranchir sûrement des combinaisons parasites dues aux gammas de Bremsstrahlung :

$$.080 < M_{\gamma\gamma} < .180 \text{ GeV}/c^2$$

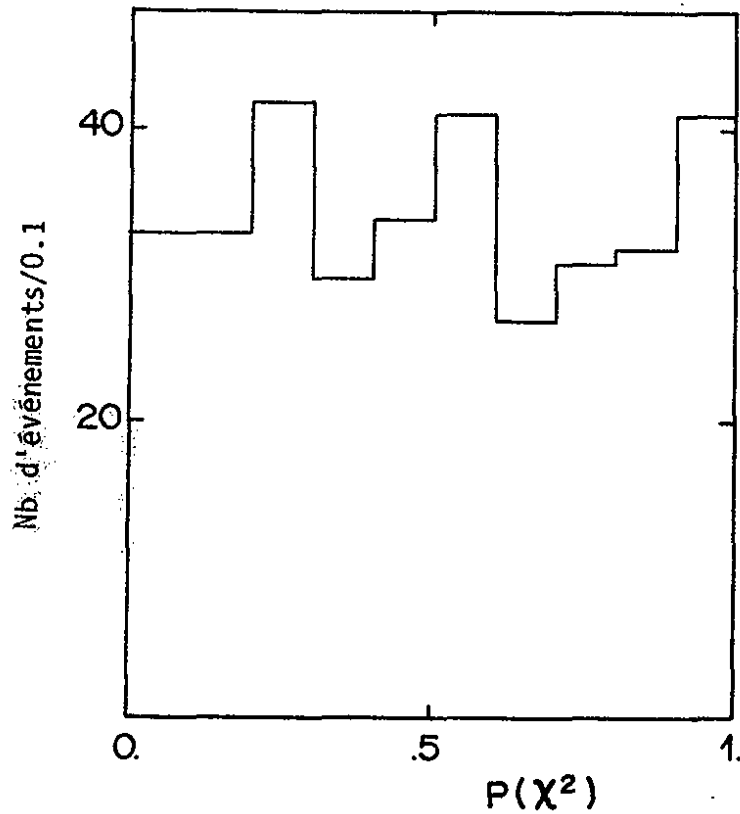


Fig. II.22 : Distribution de la probabilité du χ^2 de reconstruction du vertex à partir de la ligne de vol de 2 gammas sûrs.

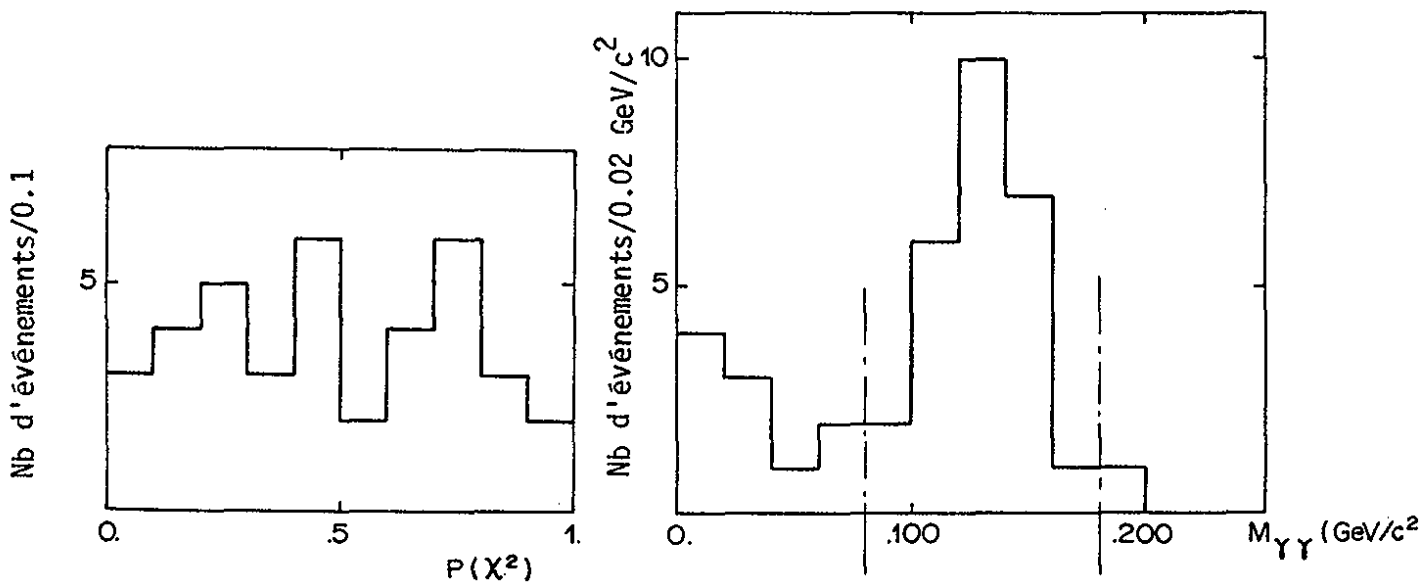


Fig. II.23 : a) Distribution de la probabilité de χ^2 de reconstruction du vertex à partir des lignes de vol de 2 gammas isolés dans la chambre
b) Distribution de la masse gamma-gamma pour ces mêmes événements

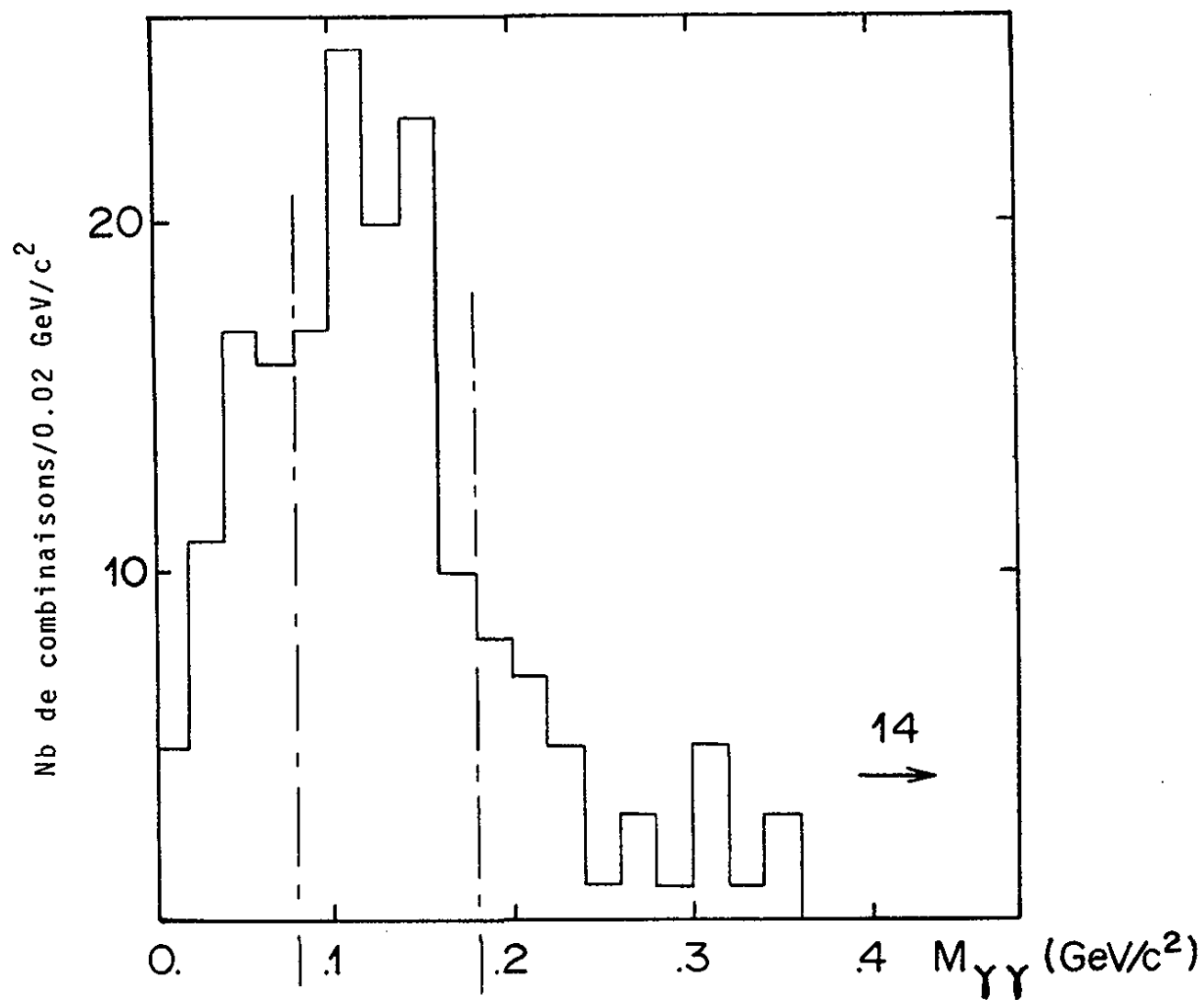


Fig. II.24 : Distribution de la masse gamma-gamma obtenue en combinant deux à deux les gammas des événements à 3 gammas sûrs

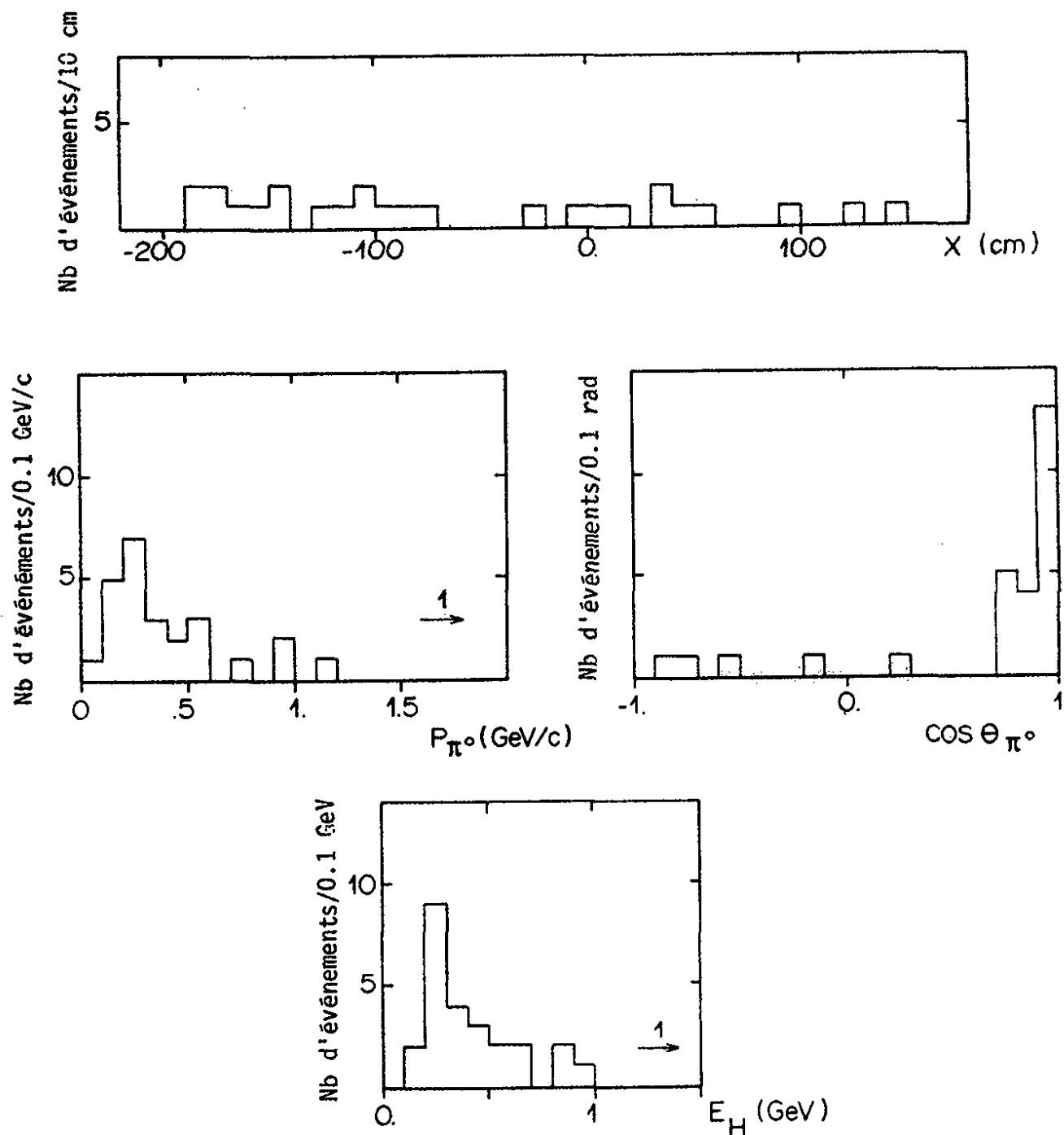


Fig. II.25 : Distributions relatives aux 26 événements sélectionnés pour la réaction $\bar{\nu}_\mu n \rightarrow \bar{\nu}_\mu n \pi^0$

Nous sommes alors amenés à déterminer la perte de bons événements due à cette coupure $\epsilon_{\pi^0}^-$ ainsi que la probabilité $\epsilon_{\pi^0}^{2\pi^0}$ pour que la masse gamma-gamma formée à partir de deux gammas quelconques provenant d'un événement à $2\pi^0$ produits satisfasse à la coupure.

Pour ce faire, nous avons approximé la distribution de masse gamma-gamma montrée dans la figure II.5 par une gaussienne centrée sur la masse du π^0 et de largeur $\sigma = .025 \text{ GeV}/c^2$ compatible avec les erreurs de mesure montrées dans la figure II.6. Après intégration de la fonction

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-(x-M_{\pi^0})^2/2\sigma^2}$$

dans les limites de nos coupures, nous obtenons :

$$\epsilon_{\pi^0}^- = .05 \pm .05$$

La probabilité $\epsilon_{\pi^0}^{2\pi^0}$ a été obtenue à partir de la distribution en masse gamma-gamma des événements à 3 gammas matérialisés (figure II.24). Nous en tirons :

$$\epsilon_{\pi^0}^{2\pi^0} = .49 \pm .03$$

Après application de cette coupure spécifique, nous conservons 26 candidats à la réaction (3). (figure II.25).

II.3.4 - Réaction $\bar{\nu}n \rightarrow \bar{\nu}p\pi^-$ (4)

Les candidats à cette réaction doivent être composés d'un pion négatif reconnu (I^- , C^- ou D_{π}^-) et d'un nombre quelconque de protons reconnus ou ambigus, c'est-à-dire non signés comme π^+ . Ils sont au nombre de 110 (figure II.26) répartis de la manière suivante :

	D_{π}^{-}	I^{-}	C^{-}
0P	0	6	2
1P	1	36	7
2P	0	23	9
3P	0	8	3
4P	0	0	1
> 4P	1	8	5
	2	81	27

Parmi les protons associés au π^{-} , 23 sont ambigus π/p .

Il est à noter que le nombre de candidats à cette réaction avec $1\pi^{-}$ ambigu est de 147. Etant donné la probabilité d'identification du π^{-} que nous avons déterminé au paragraphe II.2.2, ceci indique une forte contamination dans ce canal d'événements courant chargé ν , en particulier de la réaction quasi-élastique $\nu n \rightarrow \mu^{-} p$. La figure II.27 montre la distribution en impulsion des 147 π^{-} ambigus. La partie haute du spectre est clairement due à des muons négatifs. C'est pour cette raison que nous n'avons retenu à la sélection que les traces négatives reconnues comme hadrons.

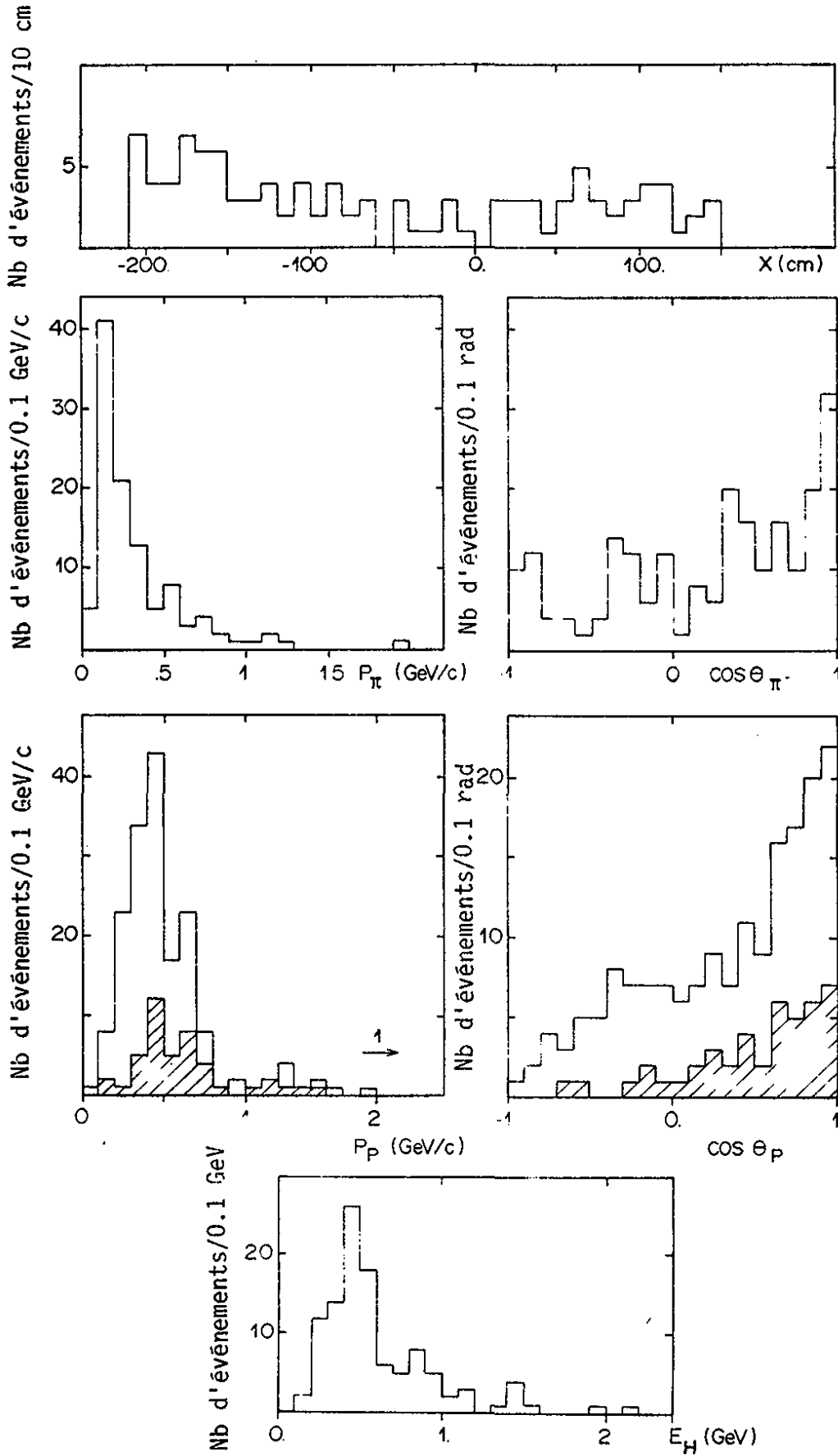


Fig. II.26 : Distributions relatives aux 110 événements sélectionnés pour la réaction $\bar{\nu}_\mu n \rightarrow \bar{\nu}_\mu p \pi^-$.
Les parties hachurées correspondent aux événements avec 1 seul proton.

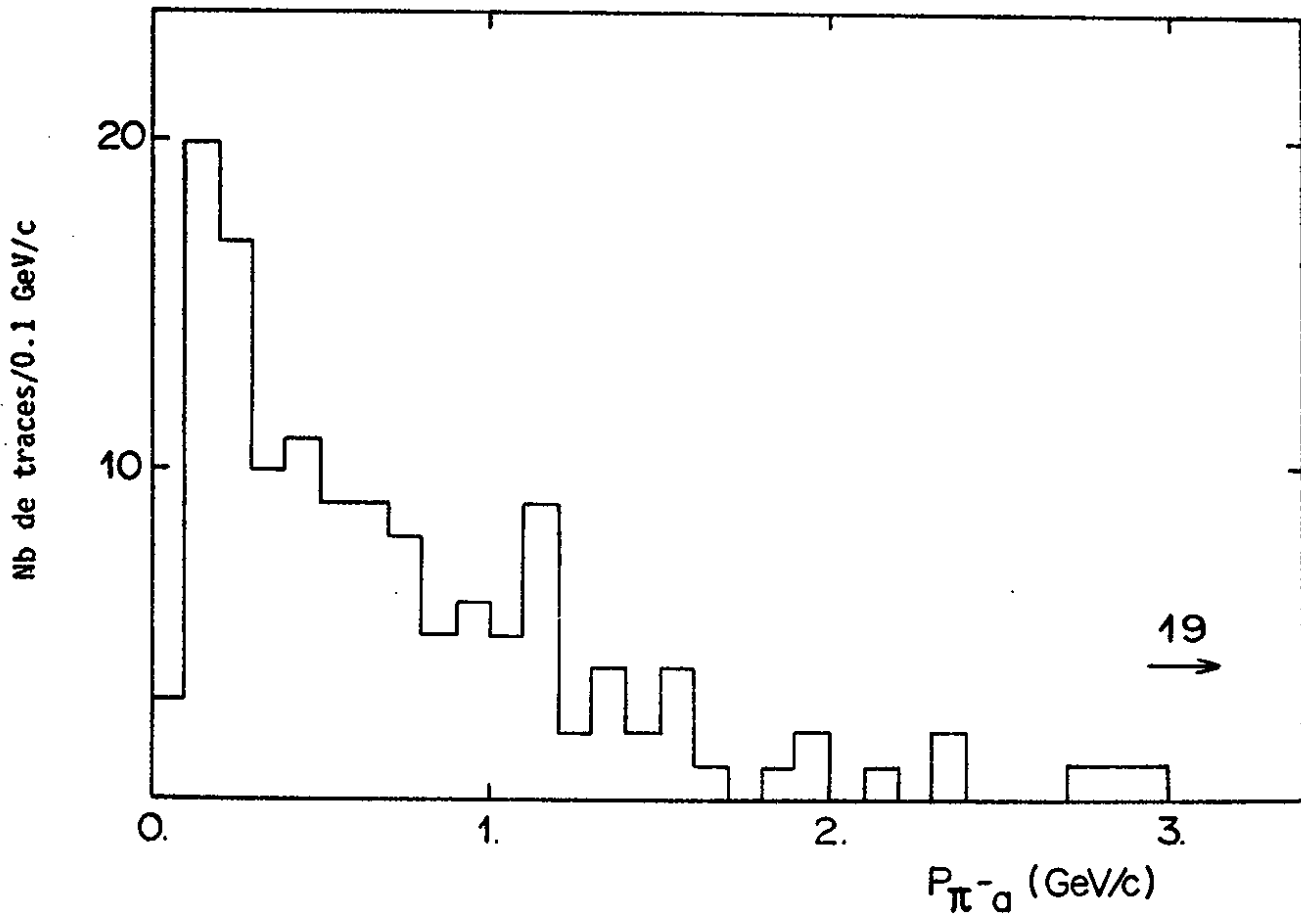


Fig. II.27 : Distribution en impulsion des traces négatives ambiguës μ^-/π^- pour les événements compatibles avec la réaction $\bar{\nu}_\ell n \rightarrow \bar{\nu}_\ell p \pi^-$.

II.3.5 - Réaction $\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+ n \pi^0$ (5)

Nous avons utilisé pour sélectionner ce canal les mêmes critères que pour la réaction (1). Nous avons demandé en plus la présence d'un candidat μ^+ défini suivant les critères du paragraphe II.1. Nous observons 332 événements de ce type (figure II.28)

	$1\gamma_{\text{sûr}}$	$2\gamma_{\text{sûrs}}$
0P	121	82
1P	35	22
2P	17	13
3P	6	2
4P	2	0
> 4P	23	9
	204	128

La figure II.29 présente la distribution de masse gamma-gamma pour les 128 événements à 2 gammas sûrs. Parmi les protons additionnels, 26 sont ambigus π/p (20 du type I^+ , 6 du type L^+).

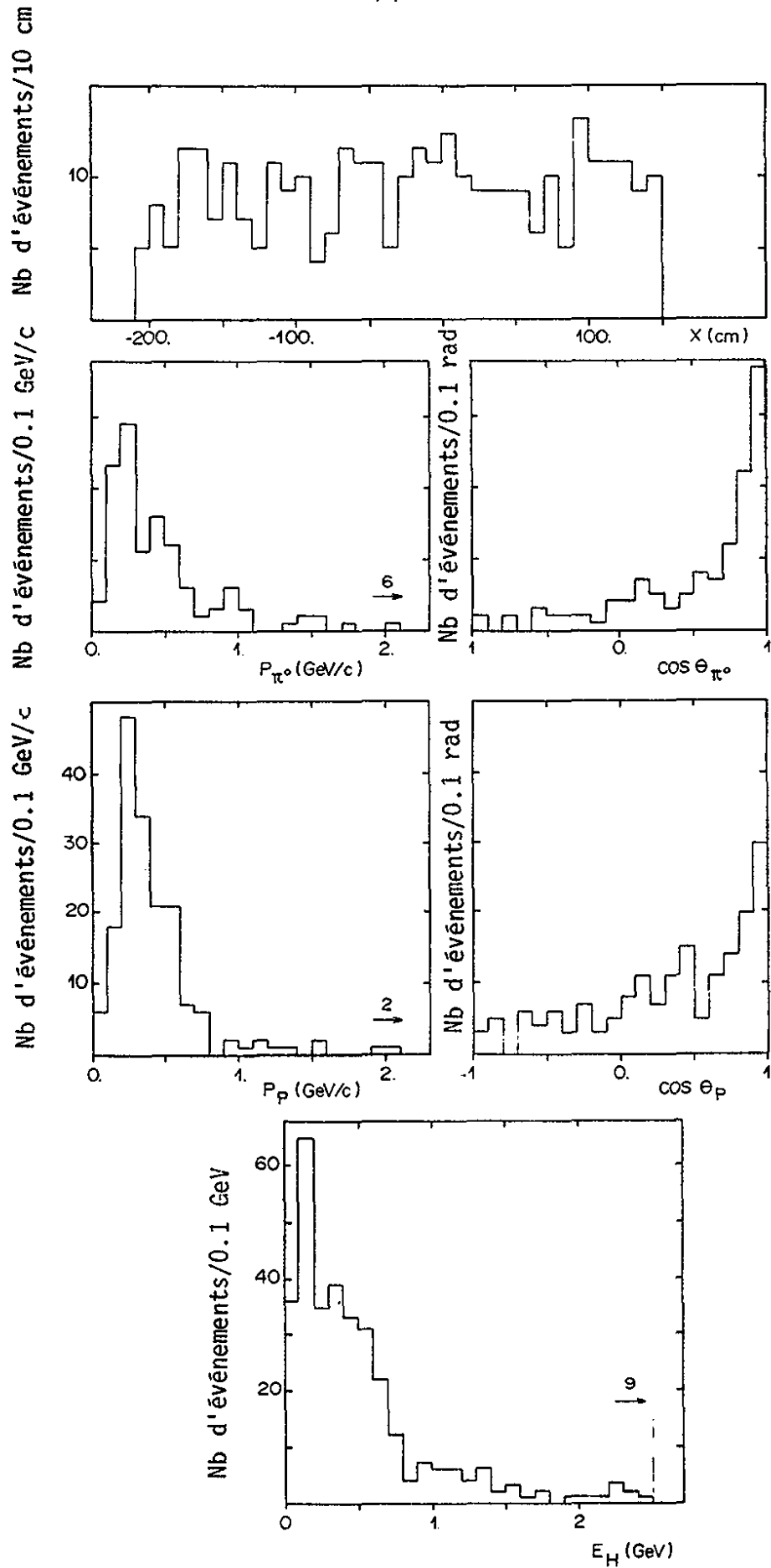


Fig. II.28 : Distributions relatives aux 332 événements sélectionnés pour la réaction $\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+ \pi^- n$

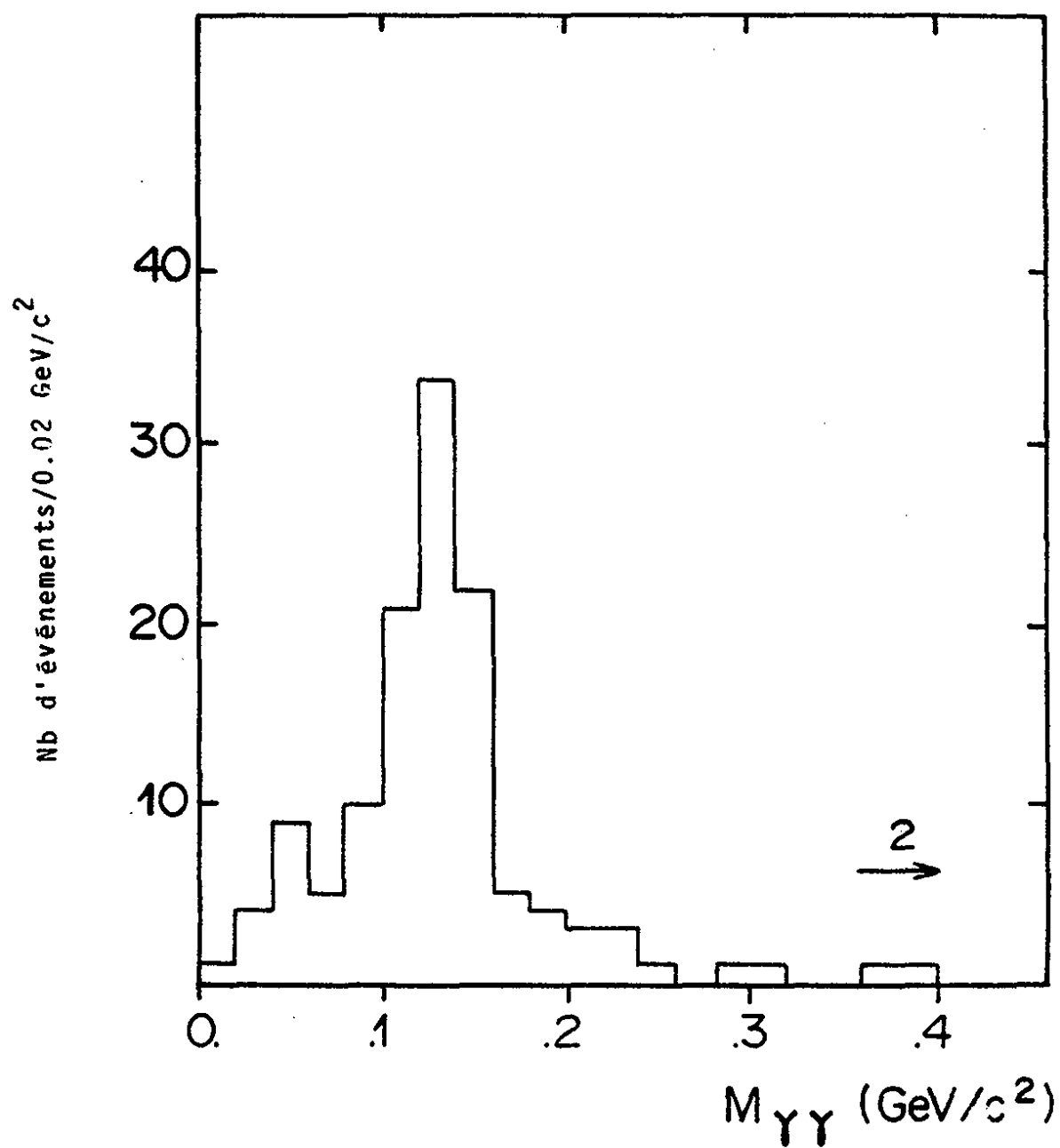


Fig. II.29 : Distribution de la masse gamma-gamma pour les 128 événements à 2 gammas sûrs de la réaction $\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+ \pi^- n$

II.4 - EFFICACITE DU DEPOUILLEMENT

Environ 70 % des films ont été dépouillés deux fois. L'efficacité du dépouillement peut être calculée, connaissant le nombre N_1 d'événements trouvés au premier dépouillement, N_2 au deuxième, et N_{12} le nombre d'événements trouvés communément aux deux dépouillements.

$$\text{Efficacité du premier dépouillement : } \epsilon_1 = \frac{N_{12}}{N_2}$$

$$\text{Efficacité du second dépouillement : } \epsilon_2 = \frac{N_{12}}{N_1}$$

$$\text{Efficacité du dépouillement : } \epsilon = \epsilon_1 + \epsilon_2 - \epsilon_1 \epsilon_2$$

Le tableau II.7 résume l'état des données conduisant au calcul de l'efficacité du dépouillement.

Réaction	Evénements dans les films ayant été dépouillés deux fois			Evénements dans les films dépouillés une seule fois	Efficacité du dépouillement
	N_1	N_2	N_{12}		
$p\pi^0$	96	99	89	46	0.99 ± 0.01
$n\pi^+$	32	32	25	15	0.95 ± 0.05
$n\pi^0$	21	19	18	4	0.99 ± 0.03
$p\pi^-$	79	74	71	26	1.00 ± 0.01
$\mu^+\pi^0n$	220	223	201	90	0.99 ± 0.01

T A B L E A U II.7

II.5 - CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons essentiellement déterminé les efficacités de détection des particules qui entrent en jeu dans les réactions que nous étudions, et obtenu un lot expérimental résumé dans le tableau II.8 .

Canal	$p\pi^0$	$n\pi^+$	$n\pi^0$	$p\pi^-$	$\mu^+n\pi^0$
Nombre d'événements	154	54	26	110	332

T A B L E A U II.8

Ce lot expérimental demande à être purgé des différents bruits de fond qui le contaminent et corrigé pour les pertes qu'il a subi lors de sa sélection. Ce travail d'épuration sera l'objet du prochain chapitre.

C H A P I T R E I I I

BRUITS DE FOND ET CORRECTIONS NUCLEAIRES. OBTENTION DE NOMBRES D'EVENEMENTS PROPORTIONNELS AUX SECTIONS EFFICACES DE PRODUCTION D'UN PION SUR NUCLEON.

Ce chapitre traite des corrections à apporter au lot d'événements brut que nous avons sélectionné. Dans une première partie nous traiterons des corrections suivantes :

- bruit de fond de neutrons ;
- bruit de fond dû aux événements à 2 pions produits ;
- bruit de fond dû aux ambiguïtés π/p et μ/hadron ;
- pertes dues aux efficacités de détection.

Le liquide de détection étant composé d'un mélange propane-fréon, la plupart des réactions des antineutrinos ont lieu sur un nucléon appartenant à un noyau du mélange (^{12}C , ^{19}F ou ^{80}Br). La deuxième partie de ce chapitre sera donc consacrée à l'exposé du modèle choisi pour traiter des corrections nucléaires et à son application, dans le but d'obtenir les nombres d'événements complètement corrigés et proportionnels aux sections efficaces de production d'un pion par des antineutrinos.

III.1 - BRUIT DE FOND DU AUX NEUTRONS

Les neutrons qui peuvent pénétrer dans Gargamelle malgré le blindage ont pour origine les interactions d'antineutrinos qui se produisent dans l'environnement de Gargamelle (blindage, aimant, corps de chambre). Ils peuvent produire des étoiles d'interaction directement, ou indirectement à la suite de la cascade hadronique qu'ils engendrent. La production de ce bruit de fond est illustrée dans la figure III.1 .

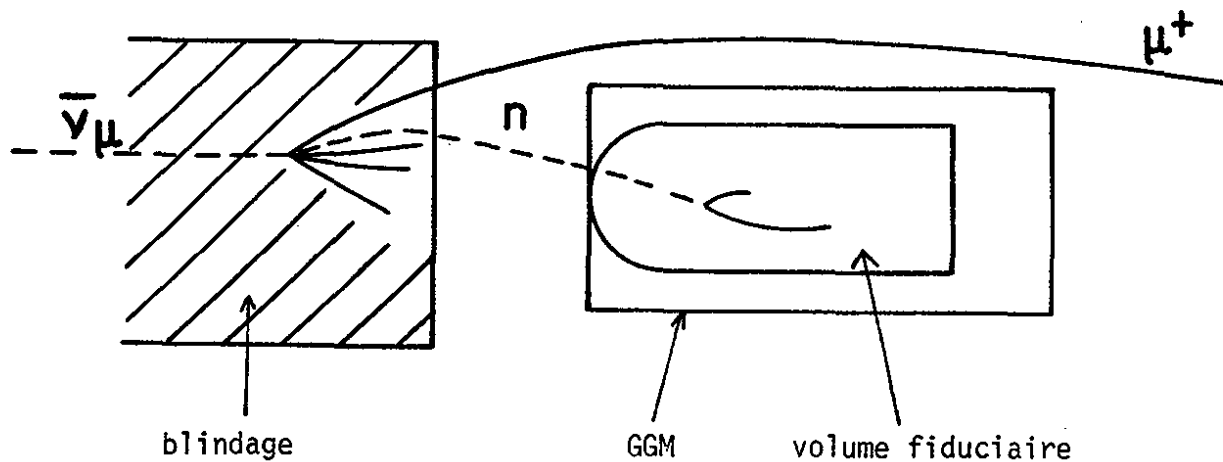
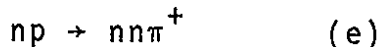
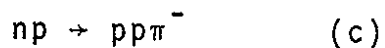
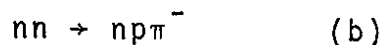


Fig. III.1 : Schéma illustrant la production du bruit de fond de neutrons par les antineutrinos dans Gargamelle

Ces neutrons ne nous intéressent évidemment que dans la mesure où leur impulsion est suffisante pour produire un pion, le seuil de la réaction de création d'un pion se situant à $.780 \text{ GeV}/c$.

Les neutrons qui auront donc interagi dans le volume fiduciaire en produisant un pion dans l'état final via les 5 réactions suivantes :



en présentant les mêmes caractéristiques que les événements de type courant neutre, seront retenus à la sélection présentée dans le chapitre II.

En principe, ces neutrons secondaires qui parviennent à pénétrer dans Gargamelle, devraient produire des étoiles neutres ayant une distribution uniforme dans la chambre à l'égal des interactions d'antineutrinos qui les produisent. Or, pour chacune des distributions le long de l'axe X de la chambre des candidats aux réactions (1) à (4) montrées dans les figures de fin du chapitre II, nous observons une accumulation d'événements en début de chambre. Cet effet est particulièrement marqué pour les réactions (2) et (3), ce qui est en accord avec ce qu'on attend d'après les rapports des sections efficaces des réactions (a) à (e) (figure III.2). Sur la figure III.3 nous montrons la distribution en X pour tous les canaux. Ajoutons que cet excès d'événements en début de chambre est encore plus conséquent qu'à première vue, étant donné que le volume fiduciaire est moins important dans la partie avant du fait de la calotte sphérique (figure I.7). Cette accumulation provient de neutrons effectivement produits par des antineutrinos, mais qui peuvent s'introduire de façon privilégiée dans la chambre du fait d'un mauvais blindage de la partie avant de l'appareillage. Ce bruit de fond connu a été dénommé "skyshine" [Réf. III.1].

Nous distinguerons donc dans ce paragraphe, deux manifestations du bruit de fond de neutrons issus d'une même source, mais que nous traiterons différemment :

- bruit de fond de neutrons de type "skyshine" localisé en début de chambre.

- bruit de fond de neutrons dit "en équilibre", réparti uniformément le long de la direction du faisceau.

Ajoutons que la valeur absolue du bruit de fond total peut aussi être estimée à partir du nombre d'événements du type $pp\pi^-$ qui satisfont à l'ajustement à 1 contrainte pour la réaction $np \rightarrow pp\pi^-$.

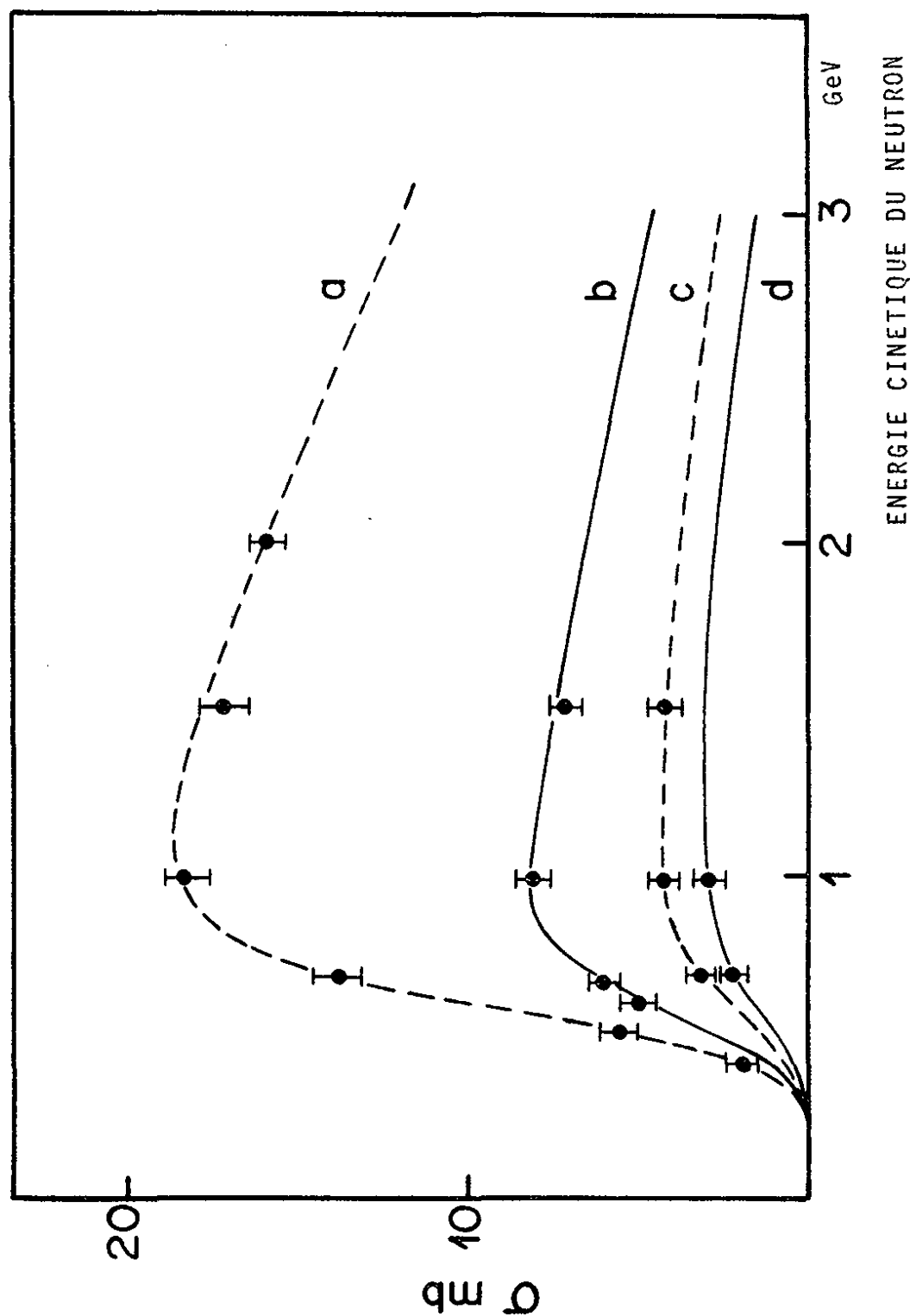


Fig. III.2 : Sections efficaces de production d'un pion par des nucléons

- a) $\sigma(nn \rightarrow n\pi^-)$
- b) $\sigma(np \rightarrow n\pi^0)$
- c) $\sigma(nn \rightarrow nn\pi^0)$
- d) $\sigma(np \rightarrow p\pi^-) = \sigma(np \rightarrow nn\pi^+)$

III.1.1 - Bruit de fond "skyshine"

Notons tout de suite qu'une coupure en volume fiduciaire plus réduit ne parvient pas à faire disparaître l'effet de ce bruit de fond. Nous tenions à nous en assurer bien que nous sachions que tenter d'éliminer le bruit de fond par une telle coupure était illusoire, d'après la distribution en X des protons isolés dans la chambre montrée dans la figure III.4 pour un volume fiduciaire plus réduit.

Il est d'autre part impossible d'extraire événement par événement les candidats au bruit de fond, car leur comportement est identique à celui des vrais événements.

Nous connaissons les sections efficaces de production d'un pion en fonction de l'énergie du neutron incident, mais notre méconnaissance du flux de neutron de type "skyshine" en valeur absolue ainsi qu'en énergie, nous empêche d'estimer une valeur absolue de ce bruit de fond.

Afin de nous affranchir de ce bruit de fond particulier, nous proposons d'effectuer une normalisation du nombre d'événements attendu dans la partie avant de la chambre, par rapport à une région où nous sommes assurés que ce type de bruit de fond est négligeable. La partie de la chambre où cette condition est remplie se situe à $X > -120$. cm tel qu'il est suggéré dans la figure III.3 .

Si nous appelons N_2 le nombre d'événements courant neutre plus bruit de fond en équilibre dans la partie 2 de la chambre (partie considérée comme exempte de "skyshine") et V_2 le volume de cette même partie, le nombre d'événements que nous attendons dans la partie 1 est donné simplement par le rapport des volumes :

$$N_1 = N_2 \times \frac{V_1}{V_2}$$

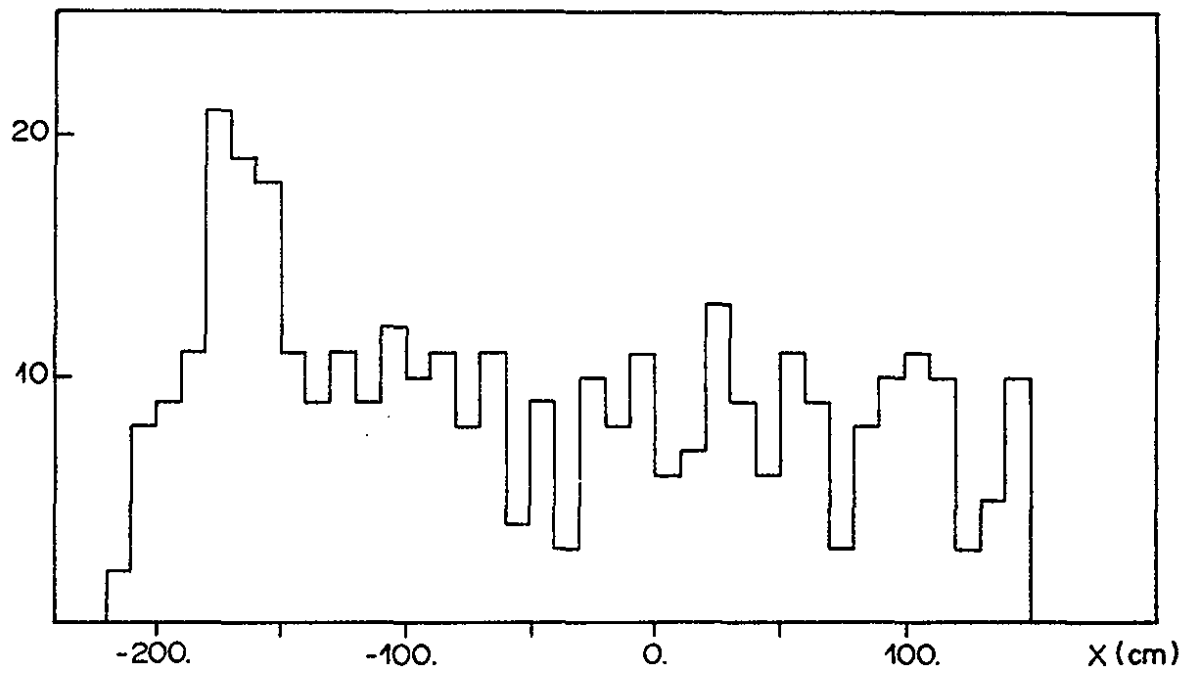


Fig. III.3 : Distribution en X (le long de l'axe du faisceau) pour tous les événements candidats courant neutre à un pion

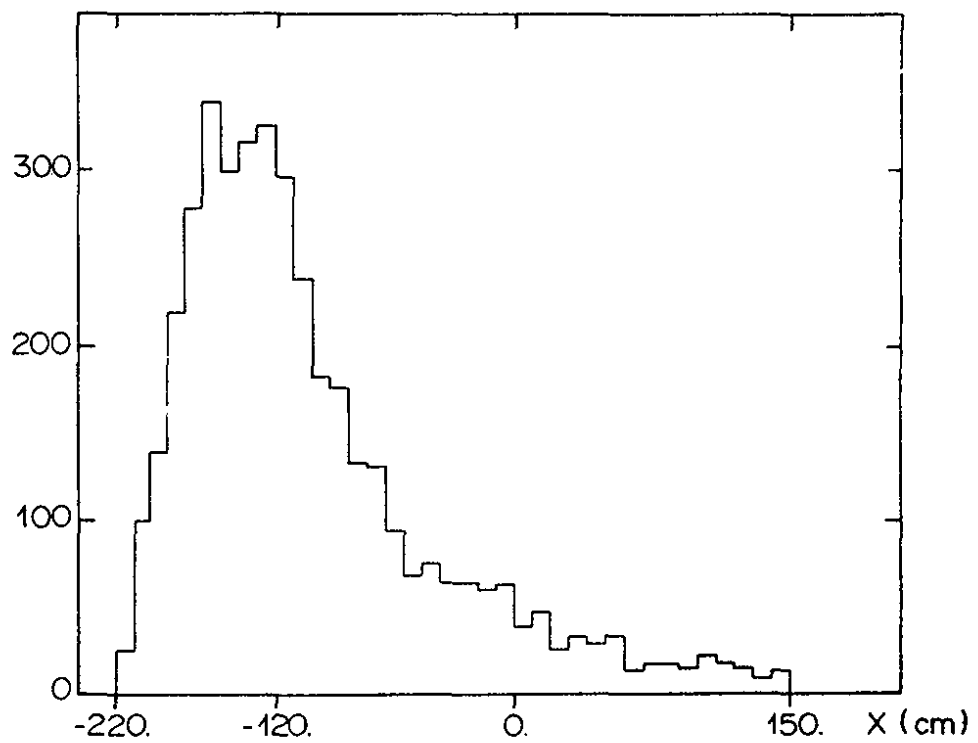
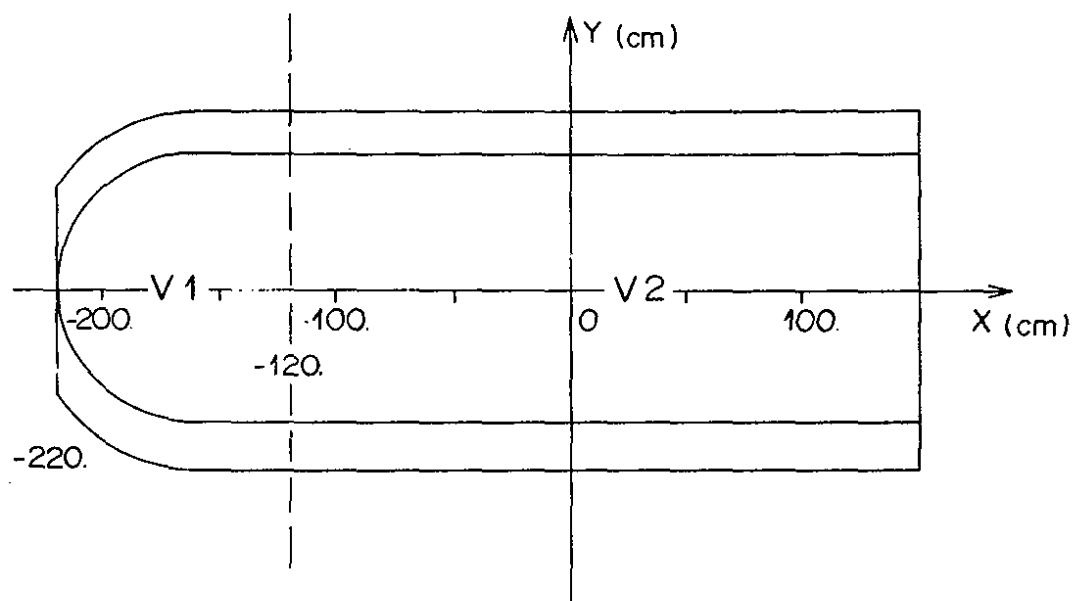


Fig. III.4 : Distribution en X (le long de l'axe du faisceau) pour les protons isolés dans la chambre



Nous devons également tenir compte du fait que le volume fiduciaire est différent suivant les runs. Les valeurs des volumes $V1$ et $V2$ en m^3 , ainsi que de leur rapport sont données dans le tableau III.1

Runs	$V1$	$V2$	$V1 + V2$	$R_V = V1/V2$
40/42	0.679	2.290	2.969	0.296
45/46	1.450	4.411	5.861	0.329

T A B L E A U III.1

Les résultats concernant le bruit de fond "skyshine" pour chacun des canaux sont résumés dans le tableau III.2 . Nous constatons que cette correction affecte inégalement les canaux dans des proportions qui vont de 4 à 21 %.

Canal	Événements observés 40/42		Événements observés 45/46		N1		Bruit de fond	Nombre d'événements corrigés
	x < -120	x > -120	x < -120	x > -120	40/42	45/46		
$p\pi^0$	10	28	41	75	8.3	24.7	$18. \pm 7.8$	136.0 ± 13.5
$n\pi^+$	6	8	9	31	2.4	10.2	2.4 ± 4.4	51.6 ± 8.3
$n\pi^0$	4	5	5	12	1.5	3.9	3.6 ± 3.3	22.4 ± 5.4
$p\pi^-$	13	15	31	51	4.4	16.8	22.8 ± 7.5	87.2 ± 10.7

T A B L E A U III.2

Nous avons tenté d'estimer la valeur absolue de ce bruit de fond à partir de la connaissance approximative du spectre en énergie des neutrons reconstruit à partir des événements candidats à la réaction élastique $np \rightarrow np$ (ceci en supposant que cette réaction a lieu sur proton libre et que le neutron pénètre dans la chambre sous une incidence moyenne que nous avons déterminée expérimentalement) et en utilisant les rapports de la section efficace élastique $\sigma(np \rightarrow np)$ aux sections efficaces de production d'un pion $\sigma(nN \rightarrow NN\pi)$. Mais l'indétermination trop importante sur le flux de neutrons ne nous a pas permis de conclure.

Enfin, nous avons vérifié que pour les événements du type courant chargé, nous n'observons pas ce phénomène. En effet, pour les candidats à la réaction $\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+ \pi^0 n$, si nous comparons N_1^{obs} (nombre d'événements observés) avec $N_1 = N_2 \times \frac{V_1}{V_2}$ (nombre d'événements recalculés) nous obtenons :

$$\text{Run 40/42 } N_1^{obs} = 17 \pm 4 \quad ; \quad N_1 = 64 \times .296 = 18.9 \pm 2.4$$

$$\text{Run 45/46 } N_1^{obs} = 57 \pm 8 \quad ; \quad N_1 = 194 \times .329 = 63.8 \pm 4.6$$

III.1.2 - Bruit de fond en équilibre

La méthode que nous avons retenue pour déterminer la valeur absolue de ce bruit de fond parmi les événements courant neutre à 1π est celle qui avait été utilisée dans l'expérience Gargamelle-fréon [Réf. III.2]. Cette méthode consiste à déterminer par un calcul de Monte-Carlo le rapport du nombre de vrais événements B au nombre d'événements associés à une interaction d'antineutrino AS ; ces derniers étant sélectionnés de la même manière que les événements du signal. Le nombre absolu de bruit de fond est alors égal au produit de ce rapport par le nombre d'étoiles de neutrons associées AS observées expérimentalement.

Le principe de la méthode consiste à déterminer le rapport B/AS par la simulation de la production et de la propagation des neutrons dans toute la matière qui entoure Gargamelle. Nous ne donnerons ici que les principes de base de la méthode, une description détaillée du programme pouvant être trouvée dans les références suivantes [Réf. III.3, Réf. III.4, Réf. III.5].

Le nombre N d'interactions d'antineutrinos d'énergie $E_{\bar{\nu}}$ en chaque point de l'appareillage est fonction de la distribution radiale du flux ϕ de la section efficace totale σ et de la densité de matière en ce point ρ :

$$N_{\bar{\nu}}(E_{\bar{\nu}}, x, y, z) \propto \sigma(E_{\bar{\nu}}) \phi(E_{\bar{\nu}}, R^2) \rho(x, y, z)$$

La section efficace totale

$$\sigma_{\text{tot}}(E_{\bar{\nu}}) = (0.26 \pm .02) \times 10^{-38} \times E_{\bar{\nu}}(\text{GeV}) \text{cm}^2 \quad [\text{Réf. III.6}]$$

ainsi que le flux sont bien connus ; la densité de nucléons est définie par la géométrie de l'appareillage. $\rho(x, y, z)$ décrit le corps de chambre de Gargamelle, l'aimant de Gargamelle (fer + bobine) ainsi que le blindage en amont de la chambre.

Le flux de neutrons induit par les antineutrinos d'énergie $E_{\bar{\nu}}$ est simulé à partir de l'étude expérimentale des étoiles de neutrons situées dans le volume fiduciaire et associées à une interaction de neutrino.

Les études entreprises par l'expérience Gargamelle frèon sur le spectre des nucléons produits ont conduit à la forme du spectre des neutrons suivant qui est utilisé dans le programme de Monte-Carlo :

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-n} \quad \text{et} \quad \frac{dN}{d\Omega} \propto e^{-\frac{\theta^2}{2\theta_0^2}}$$

- E est l'énergie cinétique du nucléon produit par l'interaction d'un antineutrino
- θ est l'angle d'émission du neutron par rapport à l'axe du faisceau

- n et θ_0 ont été ajustés sur les distributions expérimentales :
 $n = 2.4 \pm .4$, $\theta_0 = .350 \pm .050$ rad.

Nous ne nous intéressons qu'à la composante énergétique de la cascade nucléonique, c'est-à-dire aux neutrons qui ont une énergie supérieure au seuil de production d'un pion. Une coupure en énergie a donc été introduite dans le programme, coupure en-dessous de laquelle les neutrons ne sont plus suivis. Lors de l'interaction du neutron avec un noyau, l'énergie du neutron sortant est déterminée d'après la distribution en inélasticité moyenne des interactions de neutrons. Si E_1 est l'énergie du neutron incident et E_2 son énergie après la réaction, le paramètre d'inélasticité ξ est défini comme : $E_2 = \xi E_1$ ($0 < \xi < 1$) figure III.5

La distribution en inélasticité est pratiquement plate entre 0 et .85, puis subit une remontée rapide rendant compte du pic de la diffusion élastique.

La longueur d'interaction des neutrons dans la matière a été fixée à 16 cm indépendamment de l'énergie du neutron et la longueur d'interaction dans la chambre a été fixée à 150 cm.

Les interactions des neutrons qui se sont produites dans le volume fiduciaire sont classées ensuite en deux catégories B et AS, et nous en déduisons : $B/AS = 1.2 \pm 0.4$. L'erreur tient compte des incertitudes sur les paramètres introduits dans le programme.

Les nombres d'étoiles de neutron associées observées expérimentalement sont les suivantes :

$p\pi^0$	$n\pi^+$	$n\pi^0$	$p\pi^-$
12	2	2	13

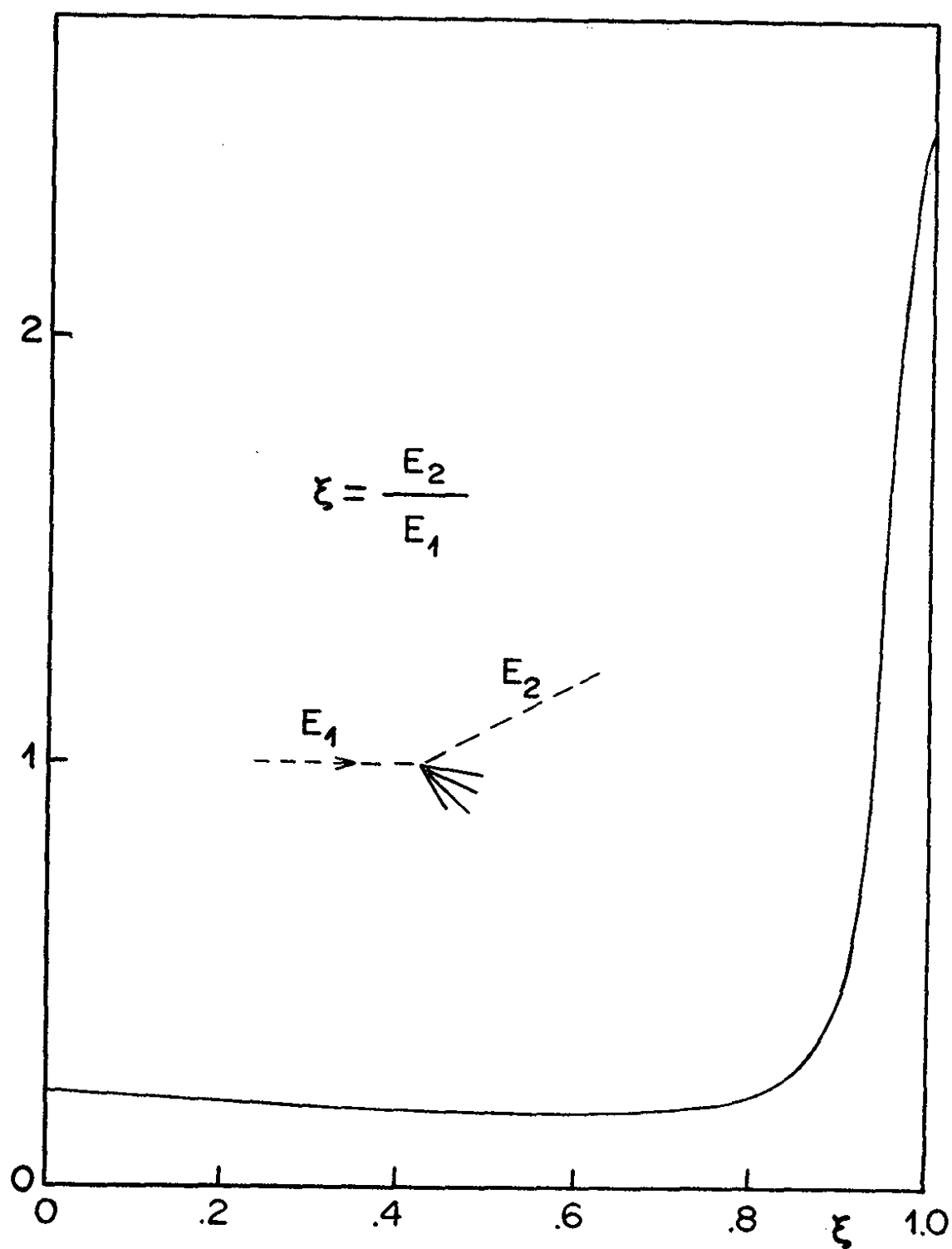


Fig. III.5 : Distribution en inélasticité
des interactions de neutrons

Dans la recherche des étoiles de neutrons associées, nous devons soustraire un bruit de fond provenant des particules étranges Λ^0 produites dans les réactions de type courant chargé avec $\Delta S=1$ ($\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+ \Lambda^0$, $\bar{\nu}_\mu N \rightarrow \mu^+ \Lambda^0 X$) ou de production associée $\Delta S=0$ ($\bar{\nu}_\mu N \rightarrow \mu^+ \Lambda^0 K^0 X$), et qui se sont désintégrées selon les modes $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ ou $\Lambda^0 \rightarrow n\pi^0$. Il a été observé dans cette expérience 88 événements avec production d'un Λ^0 détecté et reconnu après application de critères cinématiques par son mode de désintégration $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ [Réf. III.7]. Ces événements ont donc été exclus comme pouvant être des étoiles de neutrons associées. Mais, en ce qui concerne les événements $n\pi^0$, nous devons tenir compte des particules étranges Λ^0 qui se sont désintégrées via la réaction $\Lambda^0 \rightarrow n\pi^0$. Compte tenu du rapport de branchement

$$R = \frac{\Gamma(\Lambda^0 \rightarrow n\pi^0)}{\Gamma(\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-)} = 0.56 \pm .01$$

et de la probabilité de détecter le π^0 en 2 gammas, nous attendons environ $14\Lambda^0$ sous forme $n\pi^0$. Nous en concluons que le bruit de fond de neutrons en équilibre dans le canal $n\pi^0$ est négligeable.

Nous résumons dans le tableau III.3 le résultat du calcul du bruit de fond de neutron.

Canal	Skyshine	B/AS	Total
$p\pi^0$	$18. \pm 7.8$	14.4 ± 6.4	32.4 ± 10.1
$n\pi^+$	2.4 ± 4.4	2.4 ± 1.9	4.8 ± 4.8
$n\pi^0$	3.6 ± 3.3	0.	3.6 ± 3.3
$p\pi^-$	22.8 ± 7.1	15.6 ± 6.8	38.4 ± 9.8

T A B L E A U III.3

La seconde estimation que nous pouvons donner du bruit de fond de neutrons de façon globale (skyshine + équilibre) nous est fournie par l'étude de la réaction monitrice : $np \rightarrow pp\pi^-$. L'évaluation que nous obtiendrons, tiendra compte indistinctement des contributions des deux types.

Pour ce faire, nous disposons de résultats obtenus dans une expérience qui a été réalisée dans Gargamelle au CERN et qui a étudié les interactions de neutrons secondaires produits par un faisceau primaire de protons de 4. GeV/c [Réf. III.8]. Le mélange utilisé est identique à celui de notre expérience. Cette étude a conduit à la mesure des rapports observés de production d'un pion par rapport à la réaction monitrice, c'est-à-dire les événements $pp\pi^-$ qui satisfont l'ajustement à 3 contraintes et 1 contrainte sur hydrogène.

Pour ce qui nous concerne, dans la réaction $np \rightarrow pp\pi^-$, l'impulsion et la direction du neutron incident ne sont pas connues et toutes les particules dans l'état final sont mesurées, donc nous avons une contrainte dans le cas où cette réaction a lieu sur hydrogène (Notre mélange contient 23 % de protons libres)

$$M_n^2 = (T + M_p)^2 - p^2$$

T = énergie cinétique de l'état final

p = impulsion de l'état final

M_n = masse du neutron, M_p = masse du proton

Les événements satisfaisant à l'équation de contrainte ci-dessus, ont été recherchés à l'aide du programme de cinématique HYDRA [Réf. III.9].

Nous obtenons 5 événements appartenant au volume fiduciaire qui satisfont cette équation avec une probabilité de χ^2 supérieure à 1 % (même coupure que dans la référence III.8). Les caractéristiques de ces événements ajustés sont données dans le tableau III.4 .

P_{neutron} (GeV)	λ_{neutron} (rad)	φ_{neutron} (rad)	Probabilité de l'ajustement
2.381 ± 0.780	0.165 ± 0.054	5.273 ± 0.014	0.378
1.007 ± 0.010	-0.415 ± 0.022	6.166 ± 0.023	0.017
2.964 ± 0.149	-0.220 ± 0.010	6.271 ± 0.008	0.465
1.215 ± 0.028	-0.237 ± 0.023	0.182 ± 0.028	0.723
1.510 ± 0.116	0.398 ± 0.012	6.269 ± 0.011	0.978

T A B L E A U III.4

Caractéristiques du neutron pour les événements $np \rightarrow pp\pi^-$ satisfaisant à l'ajustement à 1 contrainte

Etant donné les rapports de production obtenus dans la réf. III.8 :

$$\frac{n p \pi^0}{(p p \pi^-)_H} = 1.8 \pm 0.7 \quad \frac{n n \pi^+}{(p p \pi^-)_H} = 1.8 \pm 0.7 \quad \frac{n n \pi^0}{(p p \pi^-)_H} = 0.2 \pm 0.17 \quad \frac{n p \pi^-}{(p p \pi^-)_H} = 4.6 \pm 1.7$$

Nous obtenons :

$$\begin{aligned} p \pi^0 &: 9.0 \pm 5.3 \\ n \pi^+ &: 9.0 \pm 5.3 \\ n \pi^0 &: 1. \pm 1. \\ p \pi^- &: 23. \pm 13.3 \end{aligned}$$

La sélection effectuée sur les canaux à 1 pion étant différente dans notre expérience, nous devons corriger ces nombres compte tenu des différents critères relatifs à notre sélection (sauf pour le canal $n \pi^0$, pour lequel nous avons une sélection identique). Toutes corrections appliquées nous obtenons l'estimation du bruit de fond total de neutrons suivant :

$$\begin{aligned} p \pi^0 &: 33. \pm 19. \\ n \pi^+ &: 9. \pm 6. \\ n \pi^0 &: 1. \pm 1. \\ p \pi^- &: 32. \pm 19. \end{aligned}$$

Nous constatons que cette estimation globale du bruit de fond est en accord avec celle que nous avons obtenues en considérant séparément les deux manifestations du bruit de fond (voir tableau III.3) et nous retiendrons comme évaluation du bruit de fond de neutron, les résultats qui sont donnés dans le tableau III.3 .

III.2 - BRUIT DE FOND DU AUX EVENEMENTS A 2 PIONS PRODUITS

La contamination des canaux à 2 pions dans les canaux à 1 pion se réalise lorsque l'un des pions est soit absorbé dans le noyau, soit non détecté. Ce bruit de fond est loin d'être négligeable étant donné que le spectre d'antineutrinos, s'étalant jusqu'à environ 10 GeV/c, offre la possibilité d'ouverture des canaux multipioniques.

Nous traiterons donc ce bruit de fond compte tenu de ses deux manifestations :

- non détection du π^0
- absorption d'un π de n'importe quelle charge.

Nous donnons tout d'abord dans le tableau III.5 le nombre d'événements à 2 pions dans l'état final que nous avons sélectionnés suivant les mêmes critères que les événements à 1 pion [voir chapitre II]. Ces événements sont accompagnés d'un nombre quelconque de protons à l'exception de la réaction N24 pour laquelle nous demandons 0 proton et 3 ou 4 gammas dont les lignes de vol se coupent en un point du volume fiduciaire selon la méthode définie au paragraphe II.4.1 .

REACTION ORIGINELLE COURANT NEUTRE		REACTION ORIGINELLE COURANT CHARGE	
$\bar{\nu}_\mu n \rightarrow \bar{\nu}_\mu p \pi^- \pi^0$	17 (N21)	$\bar{\nu}_\mu n \rightarrow \mu^+ \pi^- \pi^0 n$	91 (C21)
$\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \bar{\nu}_\mu n \pi^+ \pi^0$	13 (N22)	$\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+ \pi^- \pi^0 p$	
$\bar{\nu}_\mu n \rightarrow \bar{\nu}_\mu n \pi^+ \pi^-$	16 (N23)	$\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+ \pi^+ \pi^- n$	54 (C22)
$\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \bar{\nu}_\mu p \pi^+ \pi^-$		$\bar{\nu}_\mu n \rightarrow \mu^+ \pi^- \pi^- p$	8 (C23)
$\bar{\nu}_\mu n \rightarrow \bar{\nu}_\mu n \pi^0 \pi^0$	2 (N24)	$\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+ \pi^0 \pi^0 n$	24 (C24)
$\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \bar{\nu}_\mu p \pi^0 \pi^0$	15 (N25)		

T A B L E A U III.5

Notons que nous avons négligé la contribution des événements avec plus de deux pions produits.

III.2.1 - Bruit de fond dû à la non-détection du π^0

Nous avons vu au chapitre II que la probabilité de détection d'un gamma du π^0 est de $0.55 \pm .03$. La connaissance de cette probabilité suffit pour évaluer ce bruit de fond pour les canaux (1) à (5), néanmoins pour la réaction (3) nous devons tenir compte de la coupure en masse invariante que nous avons imposée (voir paragraphe II.4.1).

Si $p_{k\pi^0}^{i\gamma}$ est la probabilité de voir $i\gamma$ provenant de $k\pi^0$
et $p_{k\pi^0}^{i,j\gamma}$ la probabilité de voir i ou $j\gamma$ provenant de $k\pi^0$.

la correction qui s'applique aux nombres d'événements observés est la suivante :

$$\text{- réaction (1)} \quad N_{25} \times \frac{p_{2\pi^0}^{1,2\gamma}}{p_{2\pi^0}^{3,4\gamma}} = 21.9 \pm 6.9$$

$$\text{- réaction (2)} \quad N_{22} \times \frac{p_{1\pi^0}^{0\gamma}}{p_{1\pi^0}^{1,2\gamma}} = 3.3 \pm 1.$$

$$\text{- réaction (3)} \quad N_{24} \times \frac{p_{2\pi^0}^{2\gamma}}{p_{2\pi^0}^{3,4\gamma}} \times \epsilon_{2\pi^0}^{M_{\gamma\gamma}} = 0.9 \pm 0.7$$

($\epsilon_{2\pi^0}^{M_{\gamma\gamma}}$ probabilité pour que la masse calculée de 2 gammas quelconques provenant de $2\pi^0$ soit dans les coupures)

$$\text{- réaction (4)} \quad N_{21} \times \frac{p_{1\pi^0}^{0\gamma}}{p_{1\pi^0}^{1,2\gamma}} = 4.3 \pm 1.4$$

$$\text{- réaction (5)} \quad C_{24} \times \frac{p_{2\pi^0}^{1,2\gamma}}{p_{2\pi^0}^{3,4\gamma}} = 35.1 \pm 9.4$$

III.2.2 - Bruit de fond dû à l'absorption d'un pion

Nous avons déterminé la probabilité d'absorption d'un pion dans le noyau à partir d'un modèle simple du noyau et de la mesure de la section efficace d'absorption d'un pion donnée dans la réf. III.10, nous avons trouvé $P_{\text{abs}}^{\pi} = 0.17 \pm 0.03$. Etant donné que les différentes réactions données dans le tableau III.5 peuvent avoir lieu sur nucléon libre ou lié, nous devons tenir compte des proportions suivantes résultant de la composition de notre mélange :

$\alpha_p^{\text{libre}} = 0.226$	proportion de protons libres	} par rapport à tous les protons
$\alpha_p^{\text{lié}} = 0.774$	proportion de protons liés	
$\alpha_N^{\text{lié}} = 0.89$	proportion de nucléons liés par rapport à tous les nucléons	

Pour chacun des canaux, la correction s'écrit de la manière suivante :

$$\text{réaction (1)} \quad P_{\text{abs}}^{\pi} \left(\frac{N_{21}}{\epsilon_{\pi^-}} + \frac{N_{22}}{\epsilon_{\pi^+}} \cdot \alpha_p^{\text{lié}} + \frac{2 \cdot p_{1\pi^0}^{1,2\gamma}}{p_{2\pi^0}^{3,4\gamma}} (N_{24} + \alpha_p^{\text{lié}} \cdot N_{25}) \right) = 24.1 \pm 4.6$$

$$\text{réaction (2)} \quad P_{\text{abs}}^{\pi} \left(\frac{N_{23}}{\epsilon_{\pi^-}} \cdot \alpha_N^{\text{lié}} + \frac{N_{22}}{p_{1\pi^0}^{1,2\gamma}} \cdot \alpha_p^{\text{lié}} \right) = 7.7 \pm 1.8$$

$$\text{réaction (4)} \quad P_{\text{abs}}^{\pi} \left(\frac{N_{21}}{p_{1\pi^0}^{1,2\gamma}} + \frac{N_{23}}{\epsilon_{\pi^+}} \cdot \alpha_p^{\text{lié}} \right) = 14.1 \pm 3.8$$

$$\text{réaction (5)} \quad P_{\text{abs}}^{\pi} \left(\frac{C_{21}}{\epsilon_{\pi^-}} \cdot \alpha_N^{\text{lié}} + \frac{C_{24}}{p_{2\pi^0}^{3,4\gamma}} \cdot 2 \cdot p_{1\pi^0}^{1,2\gamma} \cdot \alpha_p^{\text{lié}} \right) = 44.1 \pm 8.2$$

les ϵ étant les différentes efficacités de détection données dans le chapitre II.

Nous n'avons pas tenu compte de l'absorption d'un pion pouvant contaminer le canal (3), car nous avons supposé que l'absorption d'un pion entraînerait une brisure du noyau conduisant à la production de protons d'évaporation. Il est d'ailleurs à noter que la valeur supérieure du bruit de fond de ce type qu'on obtiendrait pour ce canal serait de 0.5 événement.

Le Tableau III.6 résume la contamination due aux canaux à deux pions produits. Ce bruit de fond est important, et peut affecter le signal jusqu'à 30 % pour le canal (1) par exemple.

REACTION	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
Bruit de fond dû aux événements à 2π produits	46. \pm 8.4	10.9 \pm 2.1	0.9 \pm 0.7	18.3 \pm 4.	79.2 \pm 12.5

T A B L E A U III.6

III.3 - BRUIT DE FOND DU AUX π^+ NON IDENTIFIES PARMIS LES TRACES AMBIGUES π/p

Rappelons que nous avons sélectionné les événements de type "propre" et "sale", c'est-à-dire accompagnés d'un nombre quelconque de protons, sans nous soucier de l'équilibre du nombre baryonique. Parmi les traces retenues comme protons additionnels, il existe un certain nombre de protons ambigus essentiellement du type I^+ .

Le nombre d'événements ayant un proton ambigu par canal est le suivant :

(1) : 27 (2) : 3 (4) : 23 (5) : 26

Nous avons montré dans le paragraphe II.2.3 que la proportion de π^+ parmi les traces complètement ambiguës π/p était $\alpha_{\pi}^I = 0.30 \pm 0.08$. Nous pouvons donc appliquer directement cette correction et évaluer ainsi le bruit de fond des événements du type $\pi^+\pi^0$ pour lesquels le π^+ n'a pas été identifié et qui contamaine notre lot.

Remarquons que pour le canal (5) les 26 traces ambiguës π/p se répartissent en 20 I^+ et 6 L^+ . La correction à apporter tiendra compte en plus de la proportion de pions parmi les traces L^+ complètement ambiguës π/p dans les événements à courant chargé $\alpha_{\pi}^L = 0.25 \pm 0.14$ déterminée au paragraphe II.2.3.

Le bruit de fond provenant de l'ambiguïté π/p est donc le suivant :

Réaction	(1)	(2)	(4)	(5)
Bruit de fond π/p	8.1 ± 2.7	$.9 \pm .6$	6.9 ± 2.3	7.5 ± 2.3

III.4 - BRUIT DE FOND DU AUX PIONS QUI SORTENT DE LA CHAMBRE

Ce bruit de fond affecte le canal (5) et concerne les pions que nous avons sélectionnés à tort comme muons. Ce bruit de fond est aisément évaluable à partir des 13 événements $\pi^+\pi^0$ que nous avons observés. Sachant que l'efficacité de détection du π^+ dans les courants neutres est $\epsilon_{NC}^{\pi^+} = .29 \pm .04$ et que la fraction de pions positifs qui sortent de la chambre est de $29 \pm 3 \%$ d'après le tableau II.4, nous en tirons le bruit de fond de la réaction $\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \pi^+\pi^0 n \bar{\nu}_\mu$ dans le canal $\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+\pi^0 n$ de $13. \pm 4.6$ événements.

Remarquons que nous pouvons donner une autre estimation de ce bruit de fond à partir de l'étude en longueur d'interaction que nous avons menée au paragraphe II.2.4 . Il s'agit en fait d'une limite supérieure de ce bruit de fond, tout à fait compatible avec l'estimation que nous donnons plus haut, et qui est de $20. \pm 7$ événements.

III.5 - CORRECTION POUR LES PROTONS QUI SORTENT DE LA CHAMBRE

Etant donné la sélection que nous avons effectuée pour classifier une trace comme proton, nous devons corriger les nombres d'événements correspondants aux réactions (1) et (4) pour lesquels le proton échappe à l'identification, car il sort de la chambre. Notons que la perte de ce type d'événements pour le canal (1) correspond à un bruit de fond dans le canal (5).

D'après une étude portant sur 90 événements $\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+ p \pi^-$ qui satisfont l'ajustement à 3 contraintes sélectionnant les événements ayant eu lieu sur proton libre, nous avons constaté que le proton se comportait de la manière suivante : 55 S^{+U} , 25 I^{+U} , 10 L^+ . Nous en concluons que dans $11 \pm 4 \%$ des cas le proton sort de la chambre sans être identifié.

Après application de cette correction les nombres d'événements sont les suivants :

REACTION	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
Nombre d'événements corrigés	82. ± 21.2	43.4 ± 9.7	21.9 ± 5.5	53.2 ± 16.3	234.6 ± 24.4

T A B L E A U III.7

III.6 - PERTES DUES A LA NON-IDENTIFICATION DES PIONS.

OBTENTION D'UN LOT D'EVENEMENTS "PROPRES ET SALES" A UN PION PRODUIT PAR DES ANTINEUTRINOS

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté en détail les évaluations des probabilités d'identification des pions, compte tenu de la sélection que nous avons entreprise sur les traces. Les dernières corrections que nous appliquons aux nombres d'événements N_i contenus dans le tableau III.7 sont les suivantes :

- Réaction (1) et (5) : $N_1^{cor} = N_1 / P_{1\pi^0}^{1,2\gamma}$

$$N_5^{cor} = N_5 / P_{1\pi^0}^{1,2\gamma}$$

puisque nous avons sélectionné les événements avec 1 ou 2 gammas sans coupure en masse gamma-gamma.

- Réaction (2) : $N_2^{cor} = N_2 / \epsilon_{NC}^{\pi^+}$

- Réaction (3) : $N_3^{cor} = N_3 / (P_{1\pi^0}^{2\gamma} \times \epsilon_{\pi^0}^-)$

car nous n'avons retenu que les événements avec deux gammas dont la masse invariante était comprise entre 80. et 180. MeV/c².

- Réaction (4) : $N_4^{cor} = N_4 / \epsilon^{\pi^-}$

Nous sommes donc parvenu, à ce stade, à l'obtention d'un lot d'événements "propres et sales" avec un pion, produits par des antineutrinos, et le tableau III.8 résume l'ensemble des corrections apportées aux nombres d'événements sélectionnés.

Si nous écrivons le nombre d'événements corrigés N_i^{cor} pour le canal i comme étant égal à :

$$N_i^{cor} = \frac{N_i^{obs} - \Sigma BDF_i}{\epsilon_i}$$

où N_i^{obs} = nombre d'événements observés dans le canal i

ΣBDF_i = somme des bruits de fond dans le canal i

ϵ_i = efficacité de détection du canal i

nous obtenons de fait, en tenant compte de toutes les erreurs intervenant dans l'analyse, une matrice d'erreur symétrique dont les coefficients sont :

$p\pi^0$	$n\pi^+$	$n\pi^0$	$p\pi^-$
729.	3.7	1.6	39.5
3.7	1369.	-0.3	16.3
1.6	-0.3	400.	-0.3
39.5	16.3	-0.3	784.

A ce stade de l'analyse, nous disposons donc d'un lot d'événements complètement corrigés pour les biais expérimentaux. Il s'agit d'événements ayant eu lieu majoritairement sur nucléon lié. Nous allons donc maintenant traiter du problème des réinteractions nucléaires dans le but de nous ramener à des nombres d'événements proportionnels aux sections efficaces de production d'un pion par des antineutrinos sur nucléon.

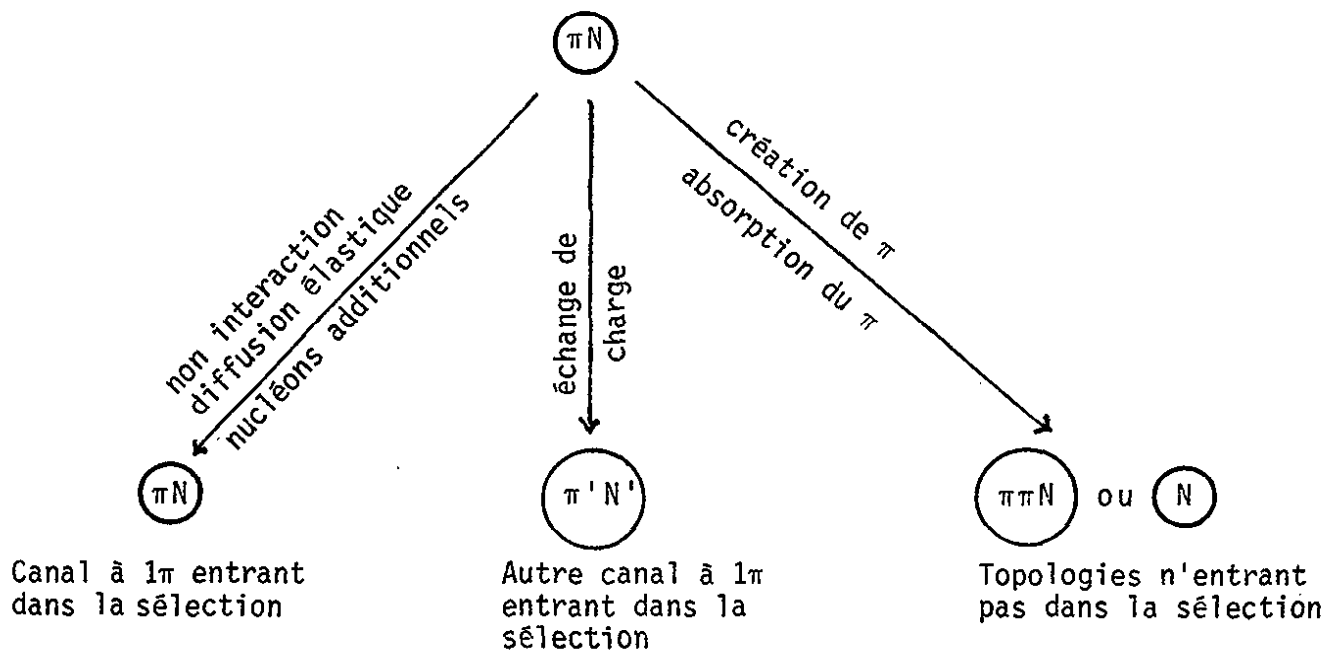
ETAT FINAL	$\bar{\nu}_\mu p \pi^0$	$\bar{\nu}_\mu n \pi^+$	$\bar{\nu}_\mu n \pi^0$	$\bar{\nu}_\mu p \pi^-$	$\mu^+ n \pi^0$
Nombre d'événements observés	154.	54.	26.	110.	332.
Corrigés pour le bruit de fond "skyshine"	136. \pm 13.5	51.6 \pm 8.3	22.4 \pm 5.4	87.2 \pm 10.7	332. \pm 18.2
Corrigés pour l'efficacité de scanning	141.5 \pm 14.3	57.6 \pm 9.3	22.8 \pm 5.5	88.1 \pm 11.	343.3 \pm 20.2
Bruit de fond de neutron en équilibre	-14.4 \pm 6.4	-2.4 \pm 1.9	0.	-15.6 \pm 6.8	
Bruit de fond de 2π	-46. \pm 8.4	-10.9 \pm 2.1	-.9 \pm .7	-18.3 \pm 4.	-79.2 \pm 12.5
Ambiguïté π^+/p	-8.1 \pm 2.7	-.9 \pm .6		-6.9 \pm 2.3	-7.5 \pm 2.3
Ambiguïté μ^+/π^+					-13. \pm 4.6
Nombre d'événements corrigés pour les bruits de fond	73. \pm 18	43.4 \pm 9.7	21.9 \pm 5.5	47.3 \pm 13.7	243.6 \pm 24.3
Corrigés pour les protons non identifiés	82. \pm 21.2			53.2 \pm 16.	234.6 \pm 24.3
Corrigés pour les efficacités de détection	103. \pm 27.	150. \pm 37.	77. \pm 20.	95. \pm 28.	293. \pm 34.

T A B L E A U I I I . 8

III.7 - TRAITEMENT DES EFFETS NUCLEAIRES. OBTENTION DE NOMBRES D'EVENEMENTS PROPORTIONNELS AUX SECTIONS EFFICACES DE PRODUCTION D'UN PION PAR LES ANTINEUTRINOS

Etant donné que 89 % des interactions des antineutrinos ont lieu sur un nucléon appartenant à un noyau (^{12}C , ^{19}F ou ^{80}Br), il est essentiel de tenir compte des effets dus aux réinteractions des particules produites dans le noyau. Pour ce faire, nous avons utilisé une méthode de Monte-Carlo qui a été développée par M. Pohl [Réf. III.11] et C. Longuemarre [Réf. III.12].

La topologie originelle πN issue de la réaction de production d'un pion par courant neutre $\bar{\nu}_\mu N' \rightarrow \bar{\nu}_\mu N \pi$ peut ne pas être conservée à l'issue du transit des deux hadrons dans le noyau à l'intérieur duquel se produit l'interaction de l'antineutrino. La figure III.6 montre un schéma de ce qui peut advenir d'une topologie πN produite en fonction de la réinteraction de l'un ou des deux hadrons.



F I G U R E III.6

L'effet des interactions des particules produites à l'intérieur du noyau peut donc se résumer de la manière suivante, en fonction du type de réinteraction :

- . perte de signal (absorption du pion, création de pion supplémentaire)
- . mélange de canaux (échange de charge du pion).

Rappelons que la création de protons supplémentaires n'entraîne pas de perte de signal - excepté pour le canal 3 - étant donné la sélection que nous avons effectuée sur les événements.

Le modèle que nous allons présenter dans les paragraphes suivants (ses hypothèses, sa confrontation avec des résultats expérimentaux) n'a pas pour but de tenter d'expliquer dans le détail les mécanismes des interactions nucléaires à haute énergie, mais d'obtenir une estimation des effets nucléaires dans cette expérience.

III.7.1 - Les hypothèses du modèle

Nous choisissons comme modèle nucléaire le plus simple, à savoir celui dit du "gaz de Fermi" [Réf. III.13], dans lequel le noyau est considéré comme un gaz de fermions complètement dégénéré. La distribution spatiale des nucléons dans le noyau est uniforme à l'intérieur d'une sphère donnée par le rayon nucléaire. Il en va de même dans l'espace des impulsions pour les distributions en moment des nucléons, où le rayon de la sphère de Fermi est donné par :

$$p_F^{p,n} = \left(\frac{9\pi}{4} \frac{Z,N}{A} \right)^{1/3} \frac{1}{r_0} \quad \begin{array}{l} r_0 = 1.3 \text{ Fermi} \\ A = Z + N \end{array}$$

On peut réaliser la description complète de ce modèle simple à l'aide de 3 paramètres :

- le rayon du noyau R
- la profondeur du puits de potentiel V dans lequel se trouvent les nucléons
- l'énergie de Fermi $T_f = p_f^2 / 2M$

Nous avons donc omis dans cette description les effets dus à la barrière coulombienne. Les effets relatifs à la charge électrique du proton peuvent être négligés, étant donné que la visibilité du proton dans la chambre impose de toute façon une coupure en impulsion bien supérieure aux effets coulombiens.

D'autre part, l'hypothèse simplificatrice - éloignée de la réalité - d'une densité constante de nucléons dans le noyau, peut être contournée dans le modèle en utilisant une valeur adaptée du rayon du noyau R qui rende compte des observations expérimentales.

Notons aussi que nous avons négligé à ce stade l'existence de sous-structures complexes dans le noyau, telles que 2D ou 4He .

Pour ce qui concerne les interactions, les hypothèses suivantes sont faites :

i) Les antineutrinos interagissent avec les noyaux du mélange de manière incohérente. Chaque nucléon contribue de façon individuelle à la section efficace d'interaction antineutrino-noyau. Les antineutrinos interagissent avec les nucléons du noyau comme s'ils étaient libres, moyennant l'application du principe d'exclusion de Pauli et l'introduction du mouvement de Fermi des nucléons.

ii) L'interaction dans l'état final du couple de hadrons produit dans la réaction $\bar{\nu}_\mu N \rightarrow \bar{\nu}_\mu N \pi$ peut se décrire par une cascade d'interactions avec les nucléons du noyau selon le modèle des interactions nucléaires à haute énergie proposé par Serber [Réf. III.14].

Selon les idées de Serber, l'interaction nucléaire à haute énergie peut se décomposer en 2 phases :

. une première phase dite "rapide", durant laquelle le hadron interagit avec un seul des nucléons du noyau de manière incohérente et entraîne une cascade d'interactions élémentaires dans le noyau.

. une seconde phase dite "lente" ou phase thermodynamique du processus, au cours de laquelle le noyau résiduel se désexcite en émettant des rayons γ et des nucléons de basse énergie.

Notons tout de suite que le modèle utilisé dans la simulation, ne rendra pas compte de cette seconde phase donnant lieu à des processus nucléaires complexes comme l'émission de particules α .

Lors de la première phase, que l'on peut bien décrire par un calcul de Monte-Carlo, les interactions des hadrons avec les nucléons du noyau sont identiques à celles sur nucléon libre. Néanmoins, il est tenu compte du fait que les nucléons à l'intérieur du noyau sont animés du mouvement de Fermi, ainsi que du fait de la limitation des interactions par le principe d'exclusion de Pauli. D'autre part, il faut tenir compte d'un mécanisme propre à la matière nucléaire tel que l'absorption du pion, ainsi que de la nécessité pour les particules produites dans le noyau d'avoir une énergie suffisante pour franchir la barrière de potentiel nucléaire et être observables à l'état libre à l'extérieur du noyau. Si cette condition n'est pas remplie, leur énergie est dissipée dans le noyau durant la seconde phase et participe à l'excitation du noyau résiduel.

III.7.2 - Les ingrédients expérimentaux

Les données expérimentales nécessaires au calcul sont les sections efficaces d'interaction des hadrons sur nucléon libre, ainsi que les spectres en impulsion des hadrons produits dans les réactions d'antineutrinos qui sont donnés dans les figures de la fin du chapitre II.

Les sections efficaces sur nucléon libre utilisées sont représentées dans les figures III.7 et III.8, respectivement en fonction de l'impulsion du nucléon incident et du pion incident. Les sections efficaces non-mesurées sont obtenues en utilisant la symétrie de charge des interactions fortes donnant lieu aux relations suivantes :

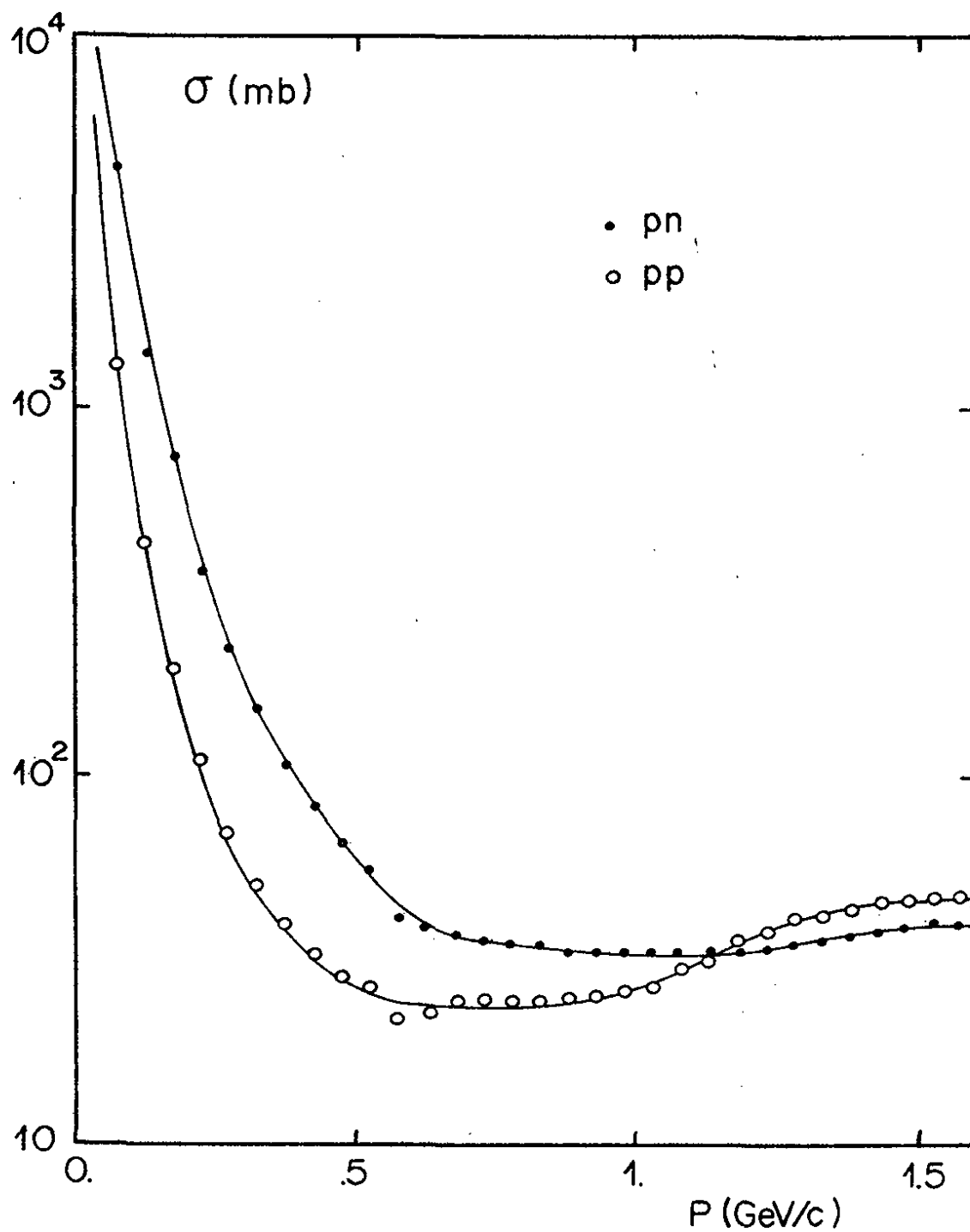


Fig. III.7 : Sections efficaces totales NN sur nucléon libre en fonction de l'impulsion du nucléon incident

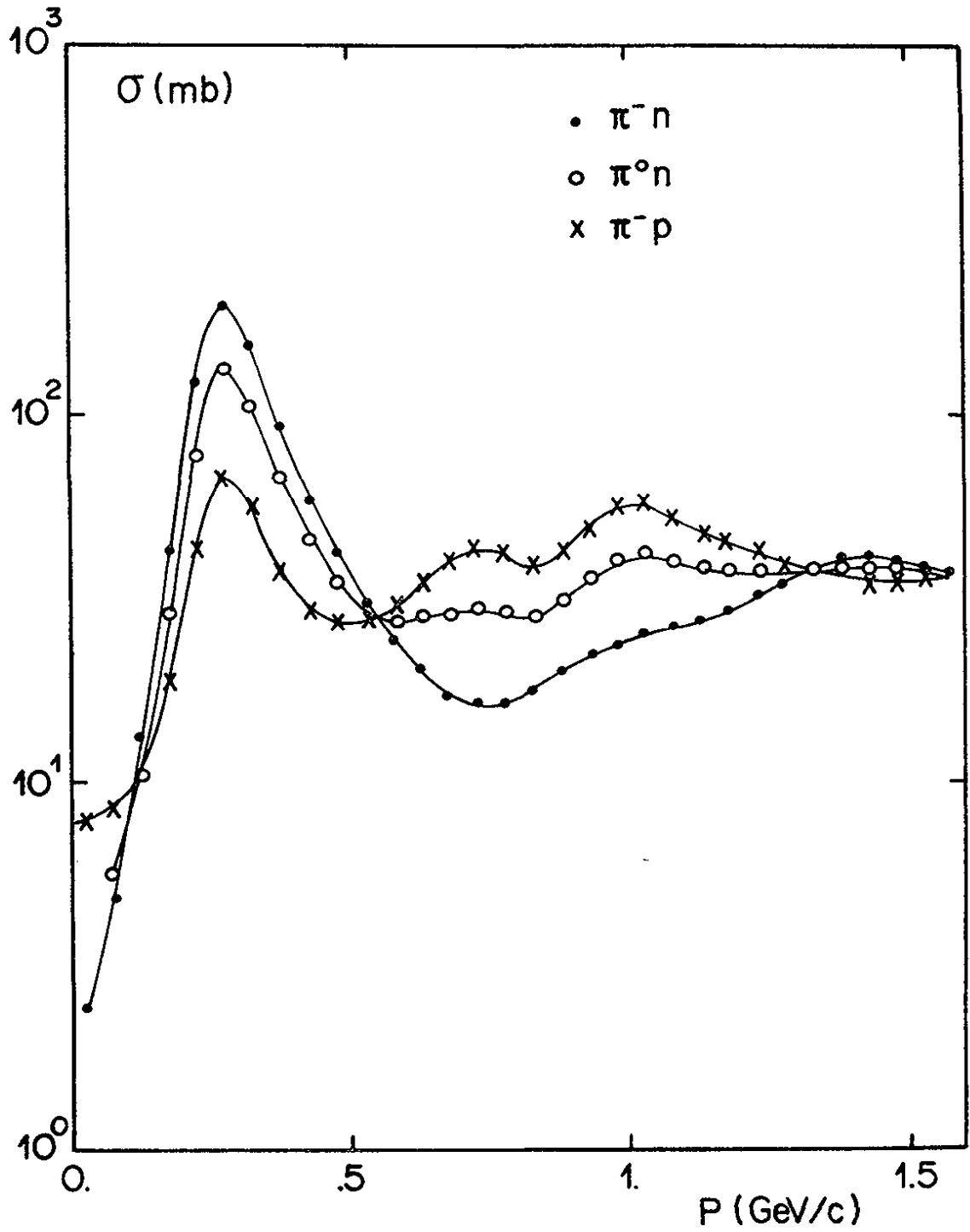


Fig. III.8 : Sections efficaces totales πN sur nucléon libre en fonction de l'impulsion du pion incident

$$\begin{aligned}\sigma(pp) &= \sigma(nn) \\ \sigma(pn) &= \sigma(np) \\ \sigma(\pi^+n) &= \sigma(\pi^-p) \\ \sigma(\pi^-n) &= \sigma(\pi^+p)\end{aligned}$$

et ceci pour les sections efficaces totales, élastiques et d'échange de charge dans le domaine d'énergie qui nous intéresse.

Les sections efficaces totale et élastique pour le π^0 , sont calculées suivant les hypothèses usuelles :

$$\sigma(\pi^0p) = \sigma(\pi^0n) = \frac{1}{2} (\sigma(\pi^-p) + \sigma(\pi^+p))$$

La section efficace d'échange de charge du π^0 est reliée à celle du π^+ et du π^- par renversement du temps :

$$\sigma_{ech}(\pi^0n) = \sigma_{ech}(\pi^-p)$$

Pour leur application à la simulation de la cascade, ces sections efficaces sur nucléon libre doivent être modifiées, afin de tenir compte du mouvement de Fermi qui anime les particules cibles du noyau.

La section efficace moyenne d'interaction d'une particule avec un des constituants d'un gaz de Fermi ayant un moment maximum $P_{f\max}$ est donnée par la relation suivante :

$$\bar{\sigma} = \rho(p) \int \frac{3P_f^2(p)}{P_{f\max}^3} \sigma_p(\vec{p}, \vec{p}_f) \cdot F_p \cdot dP_f + \rho(n) \int \frac{3P_f^2(n)}{P_{f\max}^3} \sigma_n(\vec{p}, \vec{p}_f) \cdot F_n \cdot dP_f$$

où F représente le flux relatif des particules cibles dans le laboratoire et dans le système où la cible est au repos :

$$F = \beta_{\text{cible}}^{\text{lab}} / \beta_{\text{rel}}^{\text{lab}} \quad [\text{Réf. III.15}]$$

ρ désigne la densité de cible proton ou neutron, β_{rel} est la vitesse relative du projectile et de la cible.

Les sections efficaces $\bar{\sigma}$ sont représentées dans les figures III.9 et III.10 et la différence avec les sections efficaces sur nucléon libre se manifeste essentiellement pour les faibles énergies incidentes du projectile.

Pour des impulsions de pions comprises entre .100 GeV/c et 1.5 GeV/c et de nucléons entre .500 GeV/c et 2. GeV/c des tables de sections efficaces permettent d'obtenir les sections efficaces totales ainsi que les rapports d'embranchement. A basse énergie, les sections efficaces totales et élastiques sont calculées à partir de la paramétrisation proposée par Metropolis [Réf. III.16] :

$$P_N < .500 \text{ GeV/c} \quad \sigma_{\text{tot}} = 82.2 - \frac{82.2}{\beta} + \frac{34.10}{\beta^2} \text{ mb}$$

$$\beta = \frac{v}{c} \quad \sigma_{\text{élas}} = 42.9 - \frac{29.92}{\beta} + \frac{10.63}{\beta^2} \text{ mb}$$

$$P_\pi < .100 \text{ MeV/c} \quad \sigma_{\text{tot}} = 6.5 + 23.9(\gamma-1) \text{ mb}$$

$$\sigma_{\text{élas}} = 3.7 + 286.(\gamma-1)^3 \text{ mb}$$

$$\gamma = \frac{E}{m} \quad \sigma_{\text{ech}} = .8 \sigma_{\text{tot}} \text{ mb}$$

Les sections efficaces à haute énergie ($P_\pi > 1.5 \text{ GeV/c}$ et $P_N > 2. \text{ GeV}$) sont considérées comme constantes. L'incertitude apportée par cette hypothèse est négligeable étant donné les spectres expérimentaux des pions et des nucléons (figures de la fin du chapitre II).

La section efficace d'absorption du pion à basse énergie a été également tirée de la référence III.16 et possède le comportement suivant :

$$P_\pi < .050 \text{ GeV/c} \quad \sigma_{\text{abs}} = 16.4 (.14 + \eta^2)/\eta \text{ mb}$$

$$\eta = P/m$$

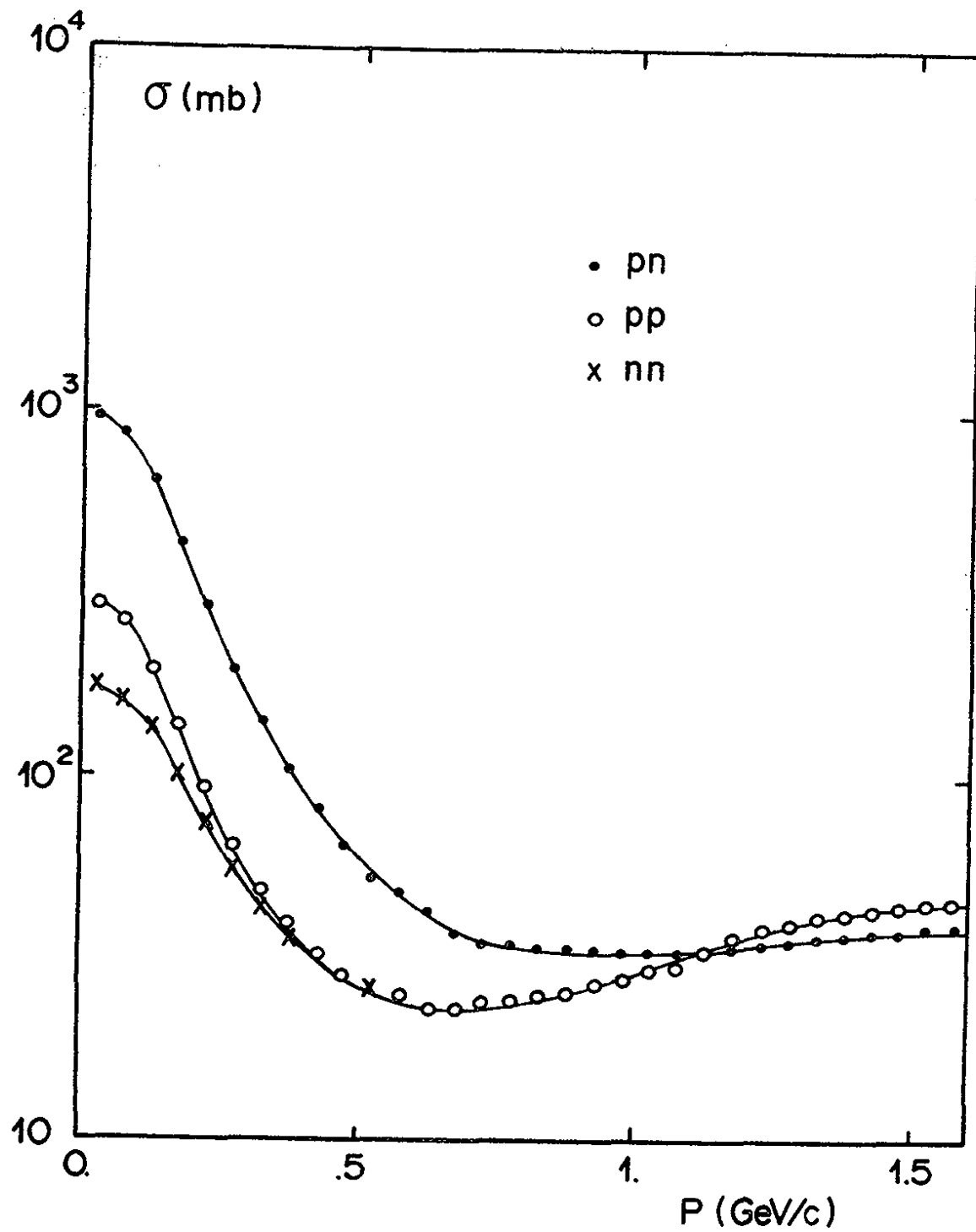


Fig. III.9 : Sections efficaces totales NN sur nucléon lié ($P_{fmax} = .250$ GeV/c)

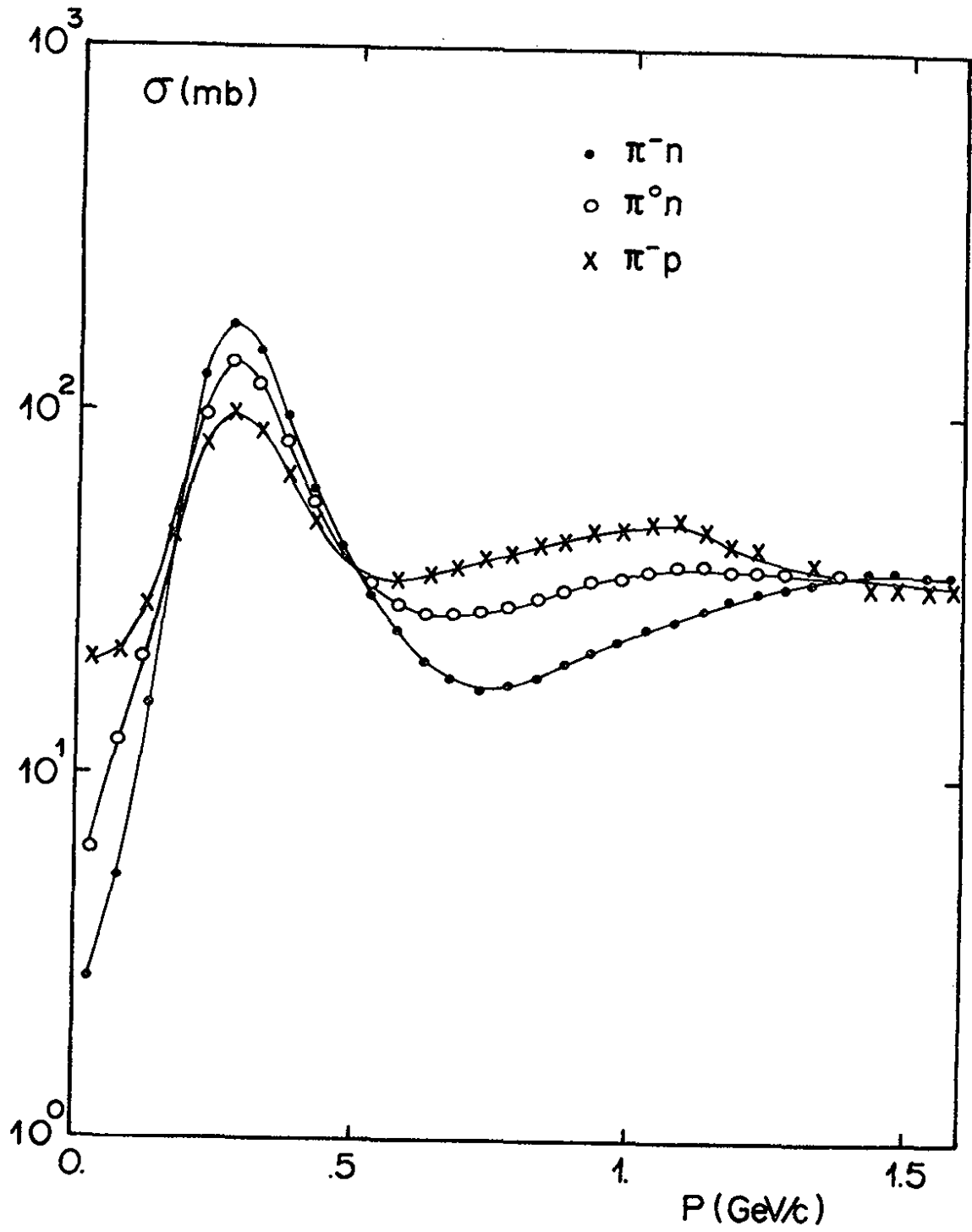


Fig. III.10 : Sections efficaces totales πN sur nucléon lié ($P_{fmax} = .250$ GeV/c)

Pour des énergies supérieures, les valeurs des sections efficaces d'absorption du pion sont obtenues par tabulation, [Réf. III.17] avec

$$\sigma_{abs}(\pi^+N) = \sigma_{abs}(\pi^-N) = 2 \sigma_{abs}(\pi^0N)$$

Pour ce qui concerne les distributions angulaires des réactions à deux corps, la paramétrisation donnée dans la référence III.16 a été utilisée. La section efficace différentielle dans le centre de masse est représentée par la formule :

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta^*} \propto A\cos^4\theta^* + B\cos^3\theta^* + 1$$

où θ^* est l'angle de diffusion dans le centre de masse, A et B sont les coefficients qui dépendent du type de la collision.

III.7.3 - Calibration des paramètres et tests du modèle

Nous avons vu que le modèle nucléaire choisi peut être décrit au moyen de 3 paramètres R, V, T_f qui sont considérés comme libres. R joue évidemment le rôle le plus important puisqu'il définit le volume d'interaction et par là même la probabilité d'interaction par l'intermédiaire du libre parcours moyen :

$$\lambda \sim \frac{1}{\rho\bar{\sigma}} \propto \frac{R^2}{\bar{\sigma}}$$

où ρ est la densité de nucléons.

$$W_{inter} = 1 - \exp(-\ell/\lambda)$$

L'influence des deux autres paramètres V et T_f peut être négligée devant celle de R, et ils ont été fixés aux valeurs suivantes [Réf. III.16] :

$$V = -42 \text{ MeV} \quad T_f = 33 \text{ MeV} \quad \text{pour tous les noyaux et quel que soit le nucléon.}$$

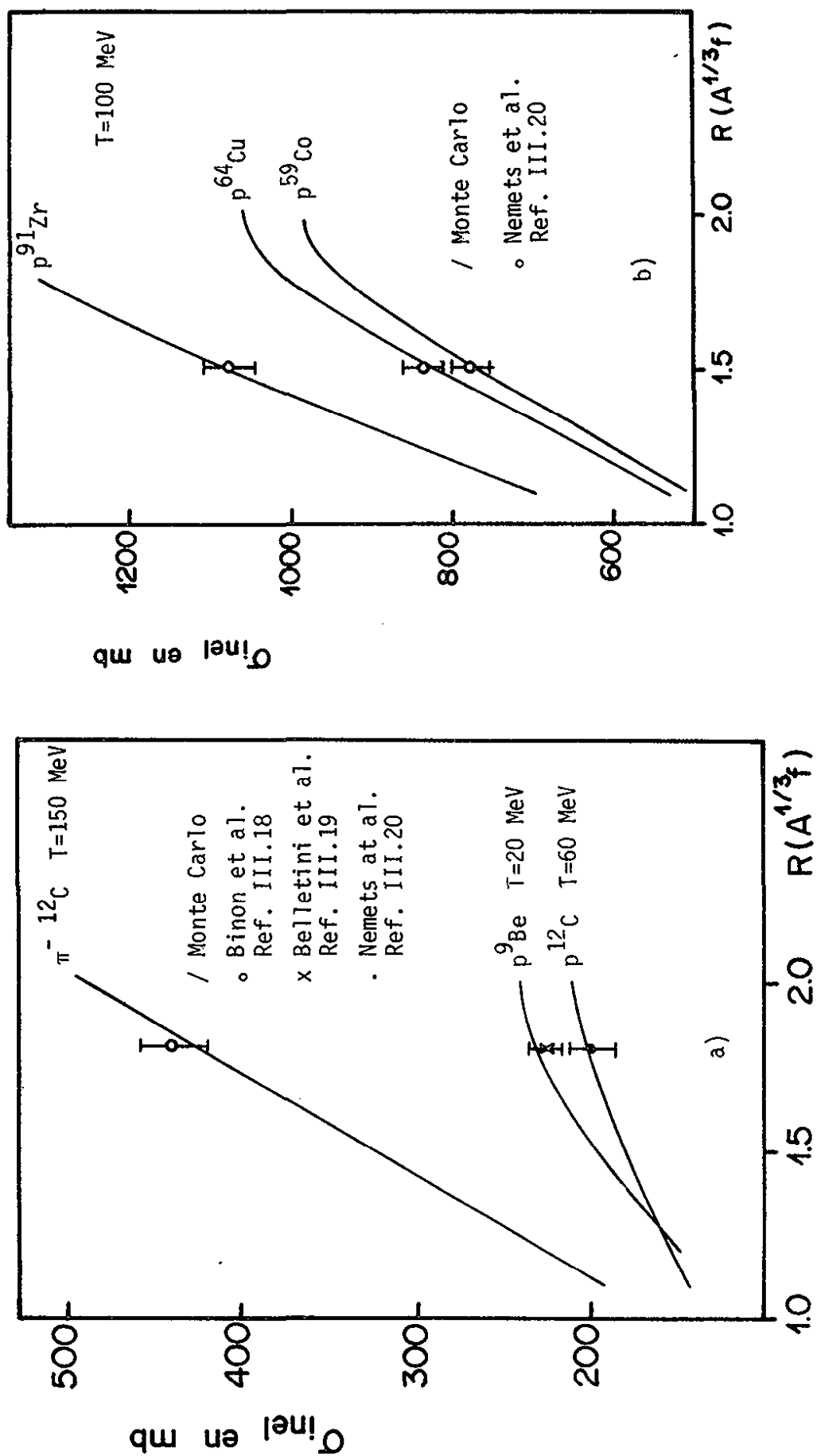


Fig. III.11 : Calibration du paramètre R

a) pour les noyaux légers

b) pour les noyaux lourds

Le paramètre R a été ajusté par rapport aux données expérimentales existantes concernant les mesures de sections efficaces inélastiques. La figure III.11 présente le résultat de la calibration de R respectivement pour les noyaux légers et les noyaux lourds [Réf. III.11].

Il a été obtenu :

$$R_{\text{léger}} = (1.80 \pm 0.07)A^{1/3} \text{ et } R_{\text{lourd}} = (1.50 \pm 0.04)A^{1/3} \text{ fm}$$

Nous ne rapporterons ici que quelques uns des tests du modèle qui ont été entrepris, un exposé détaillé de ces tests est présenté dans la référence III.11 . L'accord entre les prédictions du programme de Monte-Carlo avec les rapports de production d'un pion par les neutrons donné dans la référence III.8 est d'une part excellent. D'autre part, un second test important a été accompli en comparant les différentes probabilités de réinteraction des pions obtenues par le programme de simulation, avec les mesures expérimentales de ces mêmes probabilités effectuées dans une expérience d'annihilation d'antiprotons de 1.6 GeV/c dans Gargamelle remplie d'un mélange propane-fréon identique au nôtre [Réf. III.21]. Dans cette expérience, la détermination de ces probabilités de réinteractions pioniques est réalisée indépendamment de tout modèle. Les interactions des pions produits dans la réaction d'annihilation $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$ ont été analysées et classées dans les catégories suivantes :

E^\pm : diffusion élastique sans proton visible $\pi^\pm p_n \rightarrow \pi^\pm p_n$ non vis

E_p^\pm : diffusion élastique avec proton visible $\pi^\pm p \rightarrow \pi^\pm p_{\text{vis}}$

X^\pm : échange de charge sans proton visible $\pi^\pm n \rightarrow \pi^0 p_{\text{non vis}}$
 $\pi^\mp p \rightarrow \pi^0 n$

X_p^+ : échange de charge avec proton visible $\pi^+ n \rightarrow \pi^0 p_{\text{vis}}$

S^\pm : interaction simple produisant un pion supplémentaire sans proton visible

C^\pm : absorption du pion sans production de protons

C_p^\pm : interaction complexe du pion avec protons visibles.

Un certain nombre d'interactions de π^\pm ayant eu lieu sur protons libres, il a été nécessaire de les retrancher pour obtenir uniquement les effets dus aux noyaux selon la méthode décrite dans la référence III.21 .

Pour entreprendre une comparaison directe de ces résultats expérimentaux avec les prédictions du programme de Monte-Carlo, il convient de soustraire à la catégorie E^\pm , la contribution venant de la diffusion élastique cohérente sur noyau $\pi^\pm N \rightarrow \pi^\pm N$; diffusion dans laquelle le noyau reste dans son état fondamental, et qui n'est pas à prendre en compte dans le Monte-Carlo puisqu'il ne s'intéresse qu'à ce qu'il advient d'un pion à l'intérieur du noyau. Après soustraction de la contribution cohérente déterminée à partir des données expérimentales concernant les mesures de sections efficaces $\pi^{12}C$ [Réf. III.18], les différentes probabilités ont été renormalisées. Le tableau III.9 présente l'ensemble des résultats expérimentaux ainsi que ceux obtenus à l'aide du programme de simulation. L'accord entre mesures et prédictions atteste que les phénomènes d'absorption, d'échange de charge et de développement de la cascade pionique sont bien reproduits par le programme avec les paramètres qu'il contient.

III.7.4 - Le programme de simulation

Nous allons décrire rapidement les principales étapes du déroulement du programme :

a) Les coordonnées du vertex de l'interaction de l'anti-neutrino sont tirées au hasard dans la sphère de rayon R définissant le noyau.

b) Les impulsion et direction du pion et du nucléon produits sont choisies en accord avec les distributions expérimentales.

c) Après avoir calculé le libre parcours moyen $\lambda = \frac{1}{\rho \sigma R}$,

CATEGORIE	AVEC LES INTERACTIONS SUR PROTON LIBRE	INTERACTIONS SUR NOYAU UNIQUEMENT	CONTRIBUTION INCOHERENTE SUR NOYAU UNIQUEMENT	PREDICTIONS DU PROGRAMME
E^+	0.39 ± 0.04	0.31 ± 0.06	0.12 ± 0.10	0.17
E_p^+	0.41 ± 0.04	0.27 ± 0.05	0.37 ± 0.07	0.28
X^+	0.04 ± 0.01	0.04 ± 0.02	0.05 ± 0.03	0.03
X_p^+	0.04 ± 0.01	0.05 ± 0.02	0.08 ± 0.03	0.11
S^+	0.03 ± 0.01	0.04 ± 0.01	0.05 ± 0.01	0.04
C^+	0.01 ± 0.01	0.01 ± 0.01	0.01 ± 0.01	0.01
C_p^+	0.23 ± 0.04	0.23 ± 0.04	0.32 ± 0.05	0.36
E^-	0.51 ± 0.04	0.49 ± 0.07	0.38 ± 0.11	0.42
E_p^-	0.12 ± 0.02	0.09 ± 0.03	0.13 ± 0.04	0.14
X^-	0.13 ± 0.02	0.08 ± 0.02	0.11 ± 0.03	0.11
S^-	0.04 ± 0.01	0.04 ± 0.01	0.06 ± 0.01	0.04
C^-	0.11 ± 0.02	0.11 ± 0.02	0.15 ± 0.03	0.13
C_p^-	0.13 ± 0.04	0.13 ± 0.04	0.17 ± 0.06	0.16

T A B L E A U 11'9

Comparaison des prédictions du programme de Monte-Carlo avec les données expérimentales de l'expérience antiproton dans Gargamelle (Réf. [1], [11], [21])

la distance ℓ , après laquelle le hadron peut interagir est obtenue d'après la loi de probabilité

$$\frac{dn}{d\ell} \propto \exp(-\ell/\lambda),$$

et les coordonnées de la position de l'interaction éventuelle sont évaluées.

d) Si la position se situe à l'extérieur du noyau, la particule sort et le processus est arrêté. Sinon, il faut définir le type d'interaction qu'elle subit. Tout d'abord le choix de la cible p ou n est effectué et ensuite le choix du type de la réaction i en fonction des rapports de branchement des différentes sections efficaces : $\sigma_i/\sigma_{\text{tot}}$ avec : i = élastique, échange de charge, production d'un pion, absorption.

e) Les particules entrant en jeu dans la réaction sont alors définies ainsi que la cinématique de la collision. Si le principe d'exclusion de Pauli interdit la réaction, on continue la propagation de la particule dans le noyau. Quand la réaction a lieu, les produits de la réaction sont suivis à leur tour à l'intérieur du noyau.

f) À leur sortie du noyau, les particules sont classées suivant leur impulsion :

Si $T_{\text{nucléon}} > V$ le nucléon peut sortir du noyau, sinon il est absorbé.

Si $P_{\text{particule}} > P_{\text{visible}}$

$$P_{\text{visible}} \begin{cases} 100 \text{ MeV/c pour un nucléon} \\ 50 \text{ MeV/c pour un pion} \end{cases}$$

la particule est considérée comme pouvant être vue dans la chambre à bulles

Si $P_{\text{visible}} < P_{\text{nucléon}} < P_{\text{blob}}$

avec $P_{\text{blob}} = 170 \text{ MeV/c}$

le proton est rangé dans la catégorie "blob" (proton non mesurable)

A l'issue du programme, les résultats sont présentés sous forme de tableau dans lequel apparaissent les différents systèmes de particules produites.

On peut symboliser un exemple de l'évolution d'une cascade nucléaire dans le noyau par le schéma donné dans la figure III.12 .

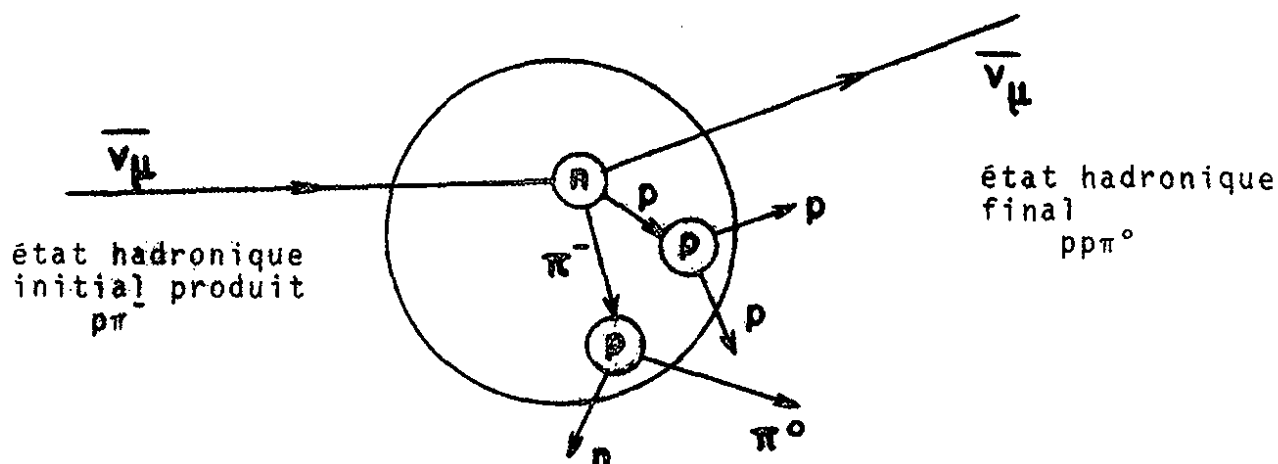


Fig. III.12

III.7.5 - Application à notre expérience

Le programme de Monte-Carlo que nous avons décrit dans les paragraphes précédents a donc été utilisé pour calculer les matrices de transformation $M(A_k)$ pour les trois noyaux contenus dans notre mélange : Carbone, Fluor et Brome. Chaque élément $M_{ij}(A_k)$ de ces matrices donne la probabilité de transition d'un état πN_j produit dans le noyau A_k à un état πN_i observé. Les indices j, i se rapportent aux états πN suivants : $p\pi^0$, $n\pi^+$, $n\pi^0$, $p\pi^-$ selon l'ordre des réactions donné au chapitre II.

La matrice M_{ij} traduit donc la perte d'événements due aux réinteractions par ses éléments diagonaux, et les effets d'échange de charge entre les différents canaux à un pion, par ses éléments non-diagonaux.

Les valeurs numériques des éléments $M_{ij}(A_k)$ s'appliquant aux réactions à courant neutre qui nous intéressent, compte tenu de la sélection que nous avons effectuée sur chacun des canaux, sont les suivantes :

$$\begin{aligned}
 M(H) & \begin{pmatrix} 1. & & & \\ & 1. & & \\ & & 0. & \\ & & & 0. \end{pmatrix} & M(C) & \begin{pmatrix} .742 & .035 & .146 & .042 \\ .034 & .781 & .053 & .008 \\ .015 & .006 & .608 & .001 \\ .050 & .007 & .042 & .774 \end{pmatrix} \\
 M(F) & \begin{pmatrix} .679 & .050 & .137 & .044 \\ .043 & .734 & .034 & .005 \\ .019 & .013 & .580 & .001 \\ .075 & .003 & .059 & .768 \end{pmatrix} & M(Br) & \begin{pmatrix} .499 & .054 & .157 & .067 \\ .047 & .542 & .048 & .010 \\ .035 & .015 & .362 & .003 \\ .096 & .024 & .091 & .601 \end{pmatrix}
 \end{aligned}$$

Si nous écrivons les 4 sections efficaces de production d'un pion $\sigma(\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \bar{\nu}_\mu p \pi^0)$, $\sigma(\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \bar{\nu}_\mu n \pi^+)$, $\sigma(\bar{\nu}_\mu n \rightarrow \bar{\nu}_\mu n \pi^0)$, $\sigma(\bar{\nu}_\mu n \rightarrow \bar{\nu}_\mu p \pi^-)$ comme un vecteur $\vec{\sigma}$, les nombres d'événements effectivement produits et observés (sous forme de vecteur) sont donnés par les relations suivantes :

$$N_{\pi N \text{ produits}} = \alpha \sum_k W_k C(A_k) \vec{\sigma}$$

$$\text{et } N_{\pi N \text{ observés}} = \alpha \sum_k W_k M(A_k) C(A_k) \vec{\sigma}$$

où α est un facteur de normalisation
et $A_k = H, C, F, Br$

Les quantités W_k sont les fractions de chacun des noyaux contenu dans notre mélange (voir Tableau III.10).

NOYAU	W	PROPORTION DE PROTONS	PROPORTION DE NEUTRONS
^1H	0.124	0.227	0.
^{12}C	0.583	0.533	0.644
^{19}F	0.122	0.105	0.142
^{80}Br	0.171	0.135	0.214

T A B L E A U III.10

Proportions en poids des différents noyaux dans le mélange et densités relatives des nucléons

Les matrices diagonales $C(A_k)$ rendent compte de la proportion de protons et de neutrons dans chacun des noyaux du mélange

$$\begin{aligned}
 C(\text{H}) & \begin{pmatrix} 1. & & & \\ & 1. & & \\ & & 0. & \\ & & & 0. \end{pmatrix} & C(\text{C}) & \begin{pmatrix} .4995 & & & \\ & .4995 & & \\ & & .5005 & \\ & & & .5005 \end{pmatrix} \\
 C(\text{F}) & \begin{pmatrix} .4737 & & & \\ & .4737 & & \\ & & .5263 & \\ & & & .5263 \end{pmatrix} & C(\text{Br}) & \begin{pmatrix} .4380 & & & \\ & .4380 & & \\ & & .5620 & \\ & & & .5620 \end{pmatrix}
 \end{aligned}$$

Les coefficients de la matrice somme directe $\sum_k W_k M(A_k)$ ont les valeurs suivantes :

$$\begin{pmatrix} .417 & .017 & .067 & .022 \\ .016 & .435 & .022 & .004 \\ .008 & .004 & .249 & .001 \\ .026 & .004 & .025 & .333 \end{pmatrix}$$

Comme nous voulons obtenir des nombres d'événements proportionnels aux sections efficaces de production d'un pion sur cible isoscalaire, nous choisissons pour α la normalisation suivante :

$$N_{\pi N_{iso}} = \alpha \sum_k 1/2 W_k \vec{\sigma}$$

La matrice inverse totale I_{NC}^{iso} , qui nous permet de passer des nombres d'événements observés aux nombres d'événements proportionnels aux sections efficaces $\vec{\sigma}$, est définie comme suit :

$$I_{NC}^{iso} = \sum_k 1/2 W_k / (\sum_k W_k M(A_k) C(A_k))^{-1}$$

$$\text{telle que } N_{\pi N_{iso}} = I_{NC}^{iso} N_{\pi N_{obs}}$$

Les valeurs numériques de ses coefficients sont les suivantes :

$$I_{NC}^{iso} = \begin{pmatrix} 1.212 & -.044 & -.311 & -.077 \\ -.042 & 1.153 & -.091 & -.010 \\ -.038 & -.015 & 2.017 & -.001 \\ -.092 & -.009 & -.125 & 1.509 \end{pmatrix}$$

Nous avons appliqué la même méthode pour déterminer la matrice I_{CC}^{iso} destinée à obtenir le nombre d'événements correspondant à la réaction à courant chargé $\bar{\nu}_{\mu} p \rightarrow \mu^+ n \pi^0$ sur cible isoscalaire. La matrice I_{CC}^{iso} relie les nombres d'événements observés dans les 3 réactions de production d'un pion par courant chargé :

$$\bar{\nu}_{\mu} p \rightarrow \mu^+ p \pi^-$$

$$\bar{\nu}_{\mu} p \rightarrow \mu^+ n \pi^0$$

$$\bar{\nu}_{\mu} n \rightarrow \mu^+ n \pi^-$$

aux nombres d'événements proportionnels aux sections efficaces :

$$N_{\pi N_{iso}} = I_{CC}^{iso} N_{\pi N_{obs}}$$

La matrice I_{CC}^{iso} est définie de telle manière que les événements que nous classons dans la catégorie " $\mu^+p\pi^-$ " contiennent un nombre de protons supérieur ou égal à 1 alors que ceux que nous classons comme " $\mu^+n\pi^-$ " ont une configuration propre. Nous ne détaillerons pas toute l'analyse de l'obtention des nombres d'événements complètement corrigés correspondants à cette sélection. Nous nous contentons de donner le résultat :

368 ± 31 événements sont de type " $\mu^+p\pi^-$ "

274 ± 24 événements sont de type " $\mu^+n\pi^-$ "

Nous obtenons d'après ces définitions des états finals :

$$I_{CC}^{iso} = \begin{pmatrix} 1.150 & -.059 & -.268 \\ -.044 & 1.166 & -.093 \\ -.075 & -.015 & 1.891 \end{pmatrix}$$

De même, les nombres d'événements réellement produits dans notre mélange sont obtenus après application des matrices des effets nucléaires I_{NC}^{mel} et I_{CC}^{mel} reliant les nombres d'événements observés aux nombres d'événements produits :

$$N_{\pi N \text{ produits}} = I_{NC \text{ CC}}^{mel} N_{\pi N \text{ obs}}$$

$$\text{avec } I_{NC \text{ CC}}^{mel} = \sum_k W_k C(A_k) / (\sum_k W_k M(A_k) C(A_k))^{-1}$$

Numériquement, les matrices I_{NC}^{mel} et I_{CC}^{mel} se définissent comme suit :

$$I_{NC}^{me1} = \begin{pmatrix} 1.328 & -.049 & -.320 & -.078 \\ -.045 & 1.263 & -.094 & -.010 \\ -.038 & -.015 & 1.823 & -.001 \\ -.091 & -.010 & -.112 & 1.364 \end{pmatrix} \quad I_{CC}^{me1} = \begin{pmatrix} 1.261 & -.065 & -.294 \\ -.048 & 1.279 & -.102 \\ -.068 & -.014 & 1.708 \end{pmatrix}$$

Le tableau III.11 résume les résultats obtenus après application des matrices de corrections nucléaires sur les nombres d'événements issus du tableau III.8 .

REACTION	NOMBRE D'EVENEMENTS AVANT CORRECTIONS NUCLEAIRES	NOMBRE D'EVENEMENTS PRODUITS DANS NOTRE LIQUIDE DE DETECTION	NOMBRE D'EVENEMENTS PROPORTIONNELS AUX SECTIONS EFFICACES
$\bar{\nu}_{\mu} p \rightarrow \bar{\nu}_{\mu} p \pi^0$	103. \pm 27.	95. \pm 37.	87. \pm 33.
$\bar{\nu}_{\mu} p \rightarrow \bar{\nu}_{\mu} n \pi^+$	150. \pm 37.	176. \pm 47.	161. \pm 43
$\bar{\nu}_{\mu} n \rightarrow \bar{\nu}_{\mu} n \pi^0$	77. \pm 21.	135. \pm 38.	149. \pm 42.
$\bar{\nu}_{\mu} n \rightarrow \bar{\nu}_{\mu} p \pi^-$	95. \pm 28.	111. \pm 38.	123. \pm 42.
$\bar{\nu}_{\mu} p \rightarrow \mu^+ n \pi^0$	293. \pm 34.	329. \pm 44.	300. \pm 40.

T A B L E A U III.11

Les erreurs sur les nombres d'événements données dans le tableau III.11 ne sont pas complètement indépendantes. Les différentes corrections qui ont été appliquées au chapitre II étant parfois communes entre certains canaux, introduisant des corrélations, ainsi que l'application de la matrice des corrections nucléaires. La matrice de covariance pour les événements proportionnels aux sections efficaces est la suivante :

$$\begin{pmatrix} 1111. & -90. & -306. & -83. \\ -90. & 1823. & -105. & 7. \\ -306. & -105. & 1795. & -114. \\ -83. & 7. & -114. & 1787. \end{pmatrix}$$

Notons qu'il n'a pas été tenu compte des erreurs sur les coefficients de la matrice I_{NC}^{iso} qui sont connus à quelque 20 % près.

Dans le chapitre qui suit, nous allons présenter nos résultats sur les rapports de sections efficaces et les comparer avec les prédictions de modèles théoriques.

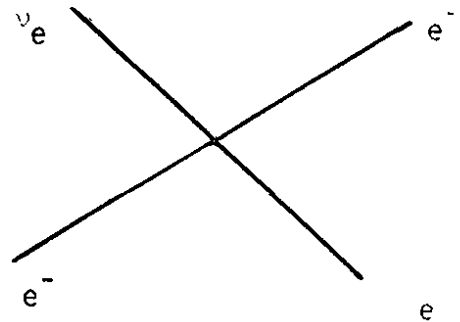
CHAPITRE IV

INTERPRETATION DES RESULTATS

IV.1 - RAPPELS SUR LA THEORIE UNIFIEE DES INTERACTIONS FAIBLE ET ELECTROMAGNETIQUE DE WEINBERG ET SALAM

La théorie locale des interactions faibles construite par analogie avec l'électrodynamique quantique, conduisant à l'écriture d'un Lagrangien de type courant-courant :

$$= \frac{G_F}{\sqrt{2}} \{J^\mu(x) J_\mu(x)\} \quad (1)$$



a été formulée par Fermi dès 1933, puis modifiée par la suite par la non-conservation de la parité, puis par l'introduction de l'angle de Cabibbo.

$J^\mu(x)$, le courant qui change la charge, est donné par

$$J^\mu(x) = \ell^\mu(x) + h^\mu(x)$$

où $\ell^\mu(x)$ est la partie leptonique du courant

$$\ell^\mu(x) = \bar{\psi}_{\nu_e}(x) \gamma^\mu (1-\gamma_5) \psi_e(x) + \bar{\psi}_{\nu_\mu}(x) \gamma^\mu (1-\gamma_5) \psi_\mu(x)$$

et $h^\mu(x)$ sa partie hadronique :

$$h^\mu(x) = \underset{\Delta S=0}{h^\mu(x) \cos \theta_c} + \underset{\Delta S=1}{h^\mu(x) \sin \theta_c} \quad \theta_c : \text{angle de Cabibbo}$$

Chacun des courants hadroniques avec ou sans changement d'étrangeté étant composé de la différence entre une partie vectorielle et une partie axiale.

Cette théorie décrit bien les phénomènes faibles à basse énergie avec changement de charge tels que :

- les désintégrations purement leptoniques (ex. : $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$)
- les désintégrations semi-leptoniques $\left\{ \begin{array}{l} \text{sans changement d'étrangeté} \\ \text{(ex.: } n \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e) \\ \text{avec changement d'étrangeté} \\ \text{(ex.: } \Lambda^0 \rightarrow p \mu^- \bar{\nu}_\mu) \end{array} \right.$
- les désintégrations non-leptoniques (ex.: $\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$)

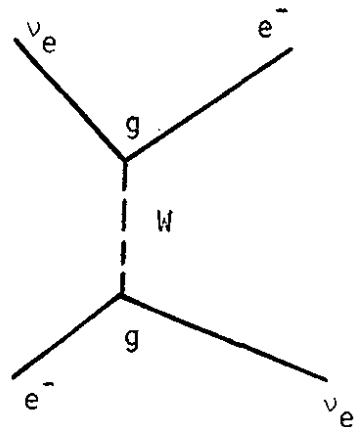
Néanmoins, cette théorie est mise en difficulté dès qu'elle doit s'appliquer aux interactions faibles mettant en jeu de grands transferts d'énergie. Du point de vue formel, elle n'est pas renormalisable, les processus d'ordre supérieur ne pouvant pas être calculés. En particulier, la théorie V-A locale viole l'unitarité en conduisant à une section efficace de diffusion $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$ qui croît comme s , le carré de l'énergie dans le centre de masse.

Si on abandonne la localité, en remplaçant le Lagrangien (1) par un Lagrangien, dans lequel le courant $J_\mu(x)$ est couplé directement à un boson vecteur de spin 1 :

$$\mathcal{L} = g (J^\mu(x) W_\mu(x) + J^{+\mu}(x) W_\mu^+(x)) \quad (2)$$

où la constante de couplage semi-faible g est reliée à la constante de Fermi G_F par la relation

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{M_W^2}$$



les difficultés ne disparaissent pas pour autant. En effet, malgré l'introduction d'un propagateur du boson intermédiaire de masse M_W ayant la forme :

$$\Delta_{\mu\nu} = \frac{\delta_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{M_W^2}}{q_\mu^2 - M_W^2}$$

la théorie n'est toujours pas renormalisable. Elle est moins divergente que la théorie locale étant donné qu'elle conduit à des sections efficaces d'interaction de neutrinos qui croissent comme $\log s$, mais par exemple, la section efficace du processus d'annihilation $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ croît comme s .

L'hamiltonien faible classique apparaît donc comme purement phénoménologique valable seulement en théorie des perturbations au premier ordre.

Au cours des années 60 un pas important a été franchi grâce aux études sur les théories de jauge. Weinberg et Salam ont proposé en 1967 une théorie unificatrice des interactions faible et électromagnétique, qui a de plus la propriété d'être renormalisable [Réf. IV.1, 2]. Nous allons présenter les grandes lignes de cette théorie.

Ayant choisi $SU(2) \times U(1)$ comme groupe de jauge, Weinberg et Salam supposent que les composantes gauche de l'électron et de son neutrino se transforment comme un doublet de $SU(2)$, alors que la composante droite de l'électron est prise comme un singulet de $SU(2)$. Ainsi sous $SU(2)$ les leptons se transforment comme :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \quad e_R^-, \mu_R^-$$

Les propriétés de transformation des leptons sous $U(1)$ sont telles que la charge électromagnétique est donnée par :

$$Q = T_3 + Y$$

où T_3 est la troisième composante des générateurs T_i de $SU(2)$

$$[T_i, T_j] = i\epsilon_{ijk} T^k$$

et Y le générateur de $U(1)$.

Le choix ainsi fait pour les leptons garantit que les courants faibles de SU(2) :

$$J_{\mu}^{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} (J_{\mu}^1 \pm J_{\mu}^2)$$

sont proportionnels aux courants usuels qui augmente ou diminue la charge des leptons.

Le courant électromagnétique est donné par une combinaison linéaire de J_{μ}^3 et de J_{μ}^Y courant de symétrie de U(1) :

$$J_{\mu}^{em} = J_{\mu}^3 + J_{\mu}^Y \quad (3)$$

Le Lagrangien composé des termes d'énergie cinétique pour l'électron et le neutrino est invariant sous les transformations globales de SU(2) x U(1) :

$$\mathcal{L} = (\bar{\nu}e)_L i \partial_{\mu} \partial_{\mu} (\nu)_L + \bar{e}_R i \partial_{\mu} \partial_{\mu} e_R$$

L'étape suivante consiste à rendre ce Lagrangien invariant localement en introduisant des champs de jauge compensateurs. Ceci est réalisé en remplaçant les dérivées ordinaires par les dérivées covariantes suivant la théorie de Yang-Mills. Chaque courant de symétrie, implique l'existence d'un champ de jauge [Réf. IV.3].

Rendre le Lagrangien invariant a pour effet de produire des termes d'interaction entre les courants de symétrie et les champs de jauge :

$$\mathcal{L}_{int} = g W_{\mu}^i J_{\mu}^i + g' Y_{\mu} J_{\mu}^Y \quad (4)$$

où g et g' sont les constantes de couplage associées respectivement aux transformations sous SU(2) et U(1).

Utilisant la relation (3) on peut réécrire le Lagrangien (4) comme :

$$\mathcal{L}_{int} = g W_{\mu}^i J_{\mu}^i + g' Y_{\mu} (J_{\mu}^{em} - J_{\mu}^3)$$

Ce Lagrangien doit contenir le terme d'interaction électromagnétique usuel :

$$\mathcal{L}_{em} = e A_\mu J_\mu^{em}, \text{ où } A_\mu \text{ est le champ du photon.}$$

Cette contribution peut être exhibée explicitement en écrivant W_μ^3 et Y_μ comme des combinaisons linéaires du champ du photon A_μ et d'un nouveau champ Z_μ :

$$W_\mu^3 = \cos\theta_W Z_\mu + \sin\theta_W A_\mu$$

$$Z_\mu = -\sin\theta_W Z_\mu + \cos\theta_W A_\mu$$

où θ_W , angle de Weinberg, définit le mélange.

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{int} = & g(W_\mu^+ J_\mu^- + W_\mu^- J_\mu^+) + Z_\mu (g \cos\theta_W J_\mu^3 - g' \sin\theta_W J_\mu^{em} + g' \sin\theta_W J_\mu^3) \\ & + A_\mu (g \sin\theta_W J_\mu^3 + g' \cos\theta_W J_\mu^{em} - g' \cos\theta_W J_\mu^3) \end{aligned}$$

avec
$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \pm W_\mu^2).$$

De manière à retrouver la contribution du photon sous sa forme connue, il s'en suit que :

$$g \sin\theta_W = g' \cos\theta_W = e$$

La Lagrangien (4) peut alors s'écrire sous la forme :

$$\mathcal{L}_{int} = e A_\mu J_\mu^{em} + g(W_\mu^+ J_\mu^- + W_\mu^- J_\mu^+) + \frac{g}{\cos\theta_W} Z_\mu (J_\mu^3 - \sin^2\theta_W J_\mu^{em})$$

Le courant $J_\mu^N = J_\mu^3 - \sin^2\theta_W J_\mu^{em}$ qui se couple à Z_μ peut alors être identifié comme le courant neutre faible, dont l'existence a été prouvée expérimentalement en 1973 [Réf. IV.4].

Pour que ce Lagrangien donne un modèle viable des interactions faibles, il est nécessaire que les bosons des champs de jauge Z_μ et W_μ^\pm soient massifs. L'invariance de jauge n'assignant pas directement des termes de masse, les masses peuvent être acquises via le mécanisme de Higgs de brisure spontanée de symétrie [Réf. IV.5]. Pour ce faire Weinberg introduit un doublet

de Higgs $\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$. $SU(2) \times U(1)$ sera brisé spontanément sous $U(1)$ et le méson scalaire ϕ_0 acquiert un couplage au vide non nul.

Le terme d'énergie cinétique des champs ϕ invariant localement sous $SU(2) \times U(1)$ doit être écrit en termes de dérivées covariantes :

$$\mathcal{L} = -D_\mu \phi (D^\mu \phi)^+ \quad D_\mu = (\partial_\mu - ig \frac{1}{2} \tau_i W_\mu^i + i \frac{1}{2} g' Y_\mu)$$

Les masses des bosons de jauge obtenues à partir de ce Lagrangien sont telles que $M_W = 37.4 \text{ GeV}/\sin\theta_W$, $M_Z = M_W/\cos\theta_W$ et le photon reste sans masse comme il se doit.

Passons maintenant à l'incorporation du courant neutre hadronique dans le modèle. Ayant choisi la représentation suivante pour les quarks usuels u , d , s sous le groupe $SU(2)$ faible :

$$\begin{pmatrix} u \\ d \cos\theta_c + s \sin\theta_c \end{pmatrix}_L \quad u_R \quad d_R \quad s_R$$

on peut calculer le courant neutre faible :

$$J_\mu^N = J_\mu^3 - \sin^2\theta_W J_\mu^{\text{em}}$$

Dans ce cas, J_μ^N contient une partie qui permet des transitions entre quarks d et s :

$$J_\mu^N = -(\bar{d}_L \frac{1}{2} \gamma_\mu s_L + \bar{s}_L \frac{1}{2} \gamma_\mu d_L) \sin\theta_c \cos\theta_c + \dots$$

Or, il existe des limites expérimentales très fortes sur l'existence des courants neutres avec changement d'étrangeté :

$$\Gamma(K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) / \Gamma(K^0 \rightarrow \text{all}) = (1.0 \pm .3) 10^{-8},$$

soit quelques ordres de grandeurs en dessous de ce qu'on obtient théoriquement avec une telle représentation.

La solution à cette question a été apportée en 1970 par Glashow, Illiopoulos et Maiani [Réf. IV.6]. Leur suggestion a été d'ajouter un degré de liberté supplémentaire au quark et un doublet faible supplémentaire. Ce quark additionnel transporte un nombre quantique nouveau : le charme C .

Le nouveau doublet faible s'écrit :

$$\begin{pmatrix} c \\ -\left(d \sin \theta_c + s \cos \theta_c\right)_L \end{pmatrix} \quad c_R$$

L'existence de ce doublet ajoute de nouveaux termes au courant chargé et modifie d'un côté favorable le courant neutre. En effet, la raison d'être de ce nouveau quark est que le courant neutre faible ne contient plus à l'ordre le plus bas, de termes qui changent de saveur.

Le lagrangien effectif qui décrit l'interaction des neutrinos avec les quarks u et d, s'écrit alors sous la forme :

$$\mathcal{L} = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{\nu}_{\mu} (1 + \gamma_5) \nu [u_L \bar{u}_{\mu} (1 + \gamma_5) u + u_R \bar{u}_{\mu} (1 - \gamma_5) u + d_L \bar{d}_{\mu} (1 + \gamma_5) d + d_R \bar{d}_{\mu} (1 - \gamma_5) d]$$

si on néglige la contribution des quarks s et c.

En terme d'analyse indépendante des modèles, le signe du produit $u_L d_L$ peut être défini par les résultats expérimentaux sur la production d'un pion. Pour la détermination des constantes de couplage des quarks u_L , u_R , d_L et d_R , L.F. Abbott et R.M. Barnett [Réf. IV.7] utilisent les données expérimentales de la diffusion inélastique profonde, de la production inclusive de pions, des processus élastique et de production exclusive de pions.

Les rapports des sections efficaces courant neutre sur courant chargé pour les neutrinos et les antineutrinos, définissent des régions annulaires permises dans les plans (u_L, d_L) et (u_R, d_R) (Fig. IV.1)*. Les données sur la production inclusive

* [Abbott et Barnett choisissent par convention $u_L > 0$].

de pions restreignent les domaines permis à 2 régions représentées en hachures sur la figure IV.1 . De manière à visualiser les correlations qui existent entre les constantes de couplages, Abbott et Barnett se placent à rayon fixé 0.53 dans le plan u_L, d_L et 0.175 dans le plan u_R, d_R et paramétrisent les couplages des quarks suivant les angles :

$$\theta_L = \text{Arctg} (u_L/d_L) \quad 0^\circ < \theta_L < 180^\circ$$

$$\theta_R = \text{Arctg} (u_R/d_R) \quad 0^\circ < \theta_R < 360^\circ$$

Les quatre ellipses (A,B,C,D) de la figure IV.2 sont les régions permises par la production inclusive de pions. La surface couverte par les résultats concernant les sections efficaces élastiques $(\bar{\nu})_p \rightarrow (\bar{\nu})_p$ représentée en hachures sur la figure IV.2, excluent les régions B et C.

Les régions A et D correspondent respectivement à un courant neutre dominé par une composante isovectorielle ou isoscalaire . L'ambiguïté entre les deux solutions peut être levée par l'étude de la production exclusive de pion pour laquelle la production de la résonance $\Delta(1232)$ est une preuve de la domination d'une contribution isovectorielle. Les résultats de la production d'un pion par les neutrinos permet de ne retenir que la région A comme compatible avec les quatre types de processus analysés. Ceci détermine une solution unique pour les constantes de couplage des quarks pour les interactions à courant neutre, dont les valeurs obtenues sont les suivantes :

$$u_L = 0.35 \pm 0.07 \quad u_R = -0.19 \pm 0.06$$

$$d_L = -0.40 \pm 0.07 \quad d_R = 0.0 \pm 0.11$$

La comparaison de ces résultats avec les modèles de jauge montre que seul le modèle de Weinberg-Salam permet des prédictions en accord avec l'analyse précédente.

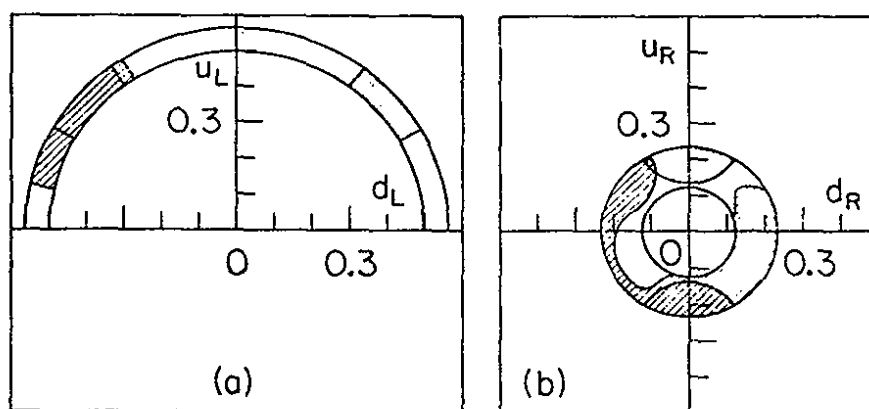


Fig. IV.1 : Régions permises par les données expérimentales dans les plans (u_L, d_L) et (u_R, d_R)

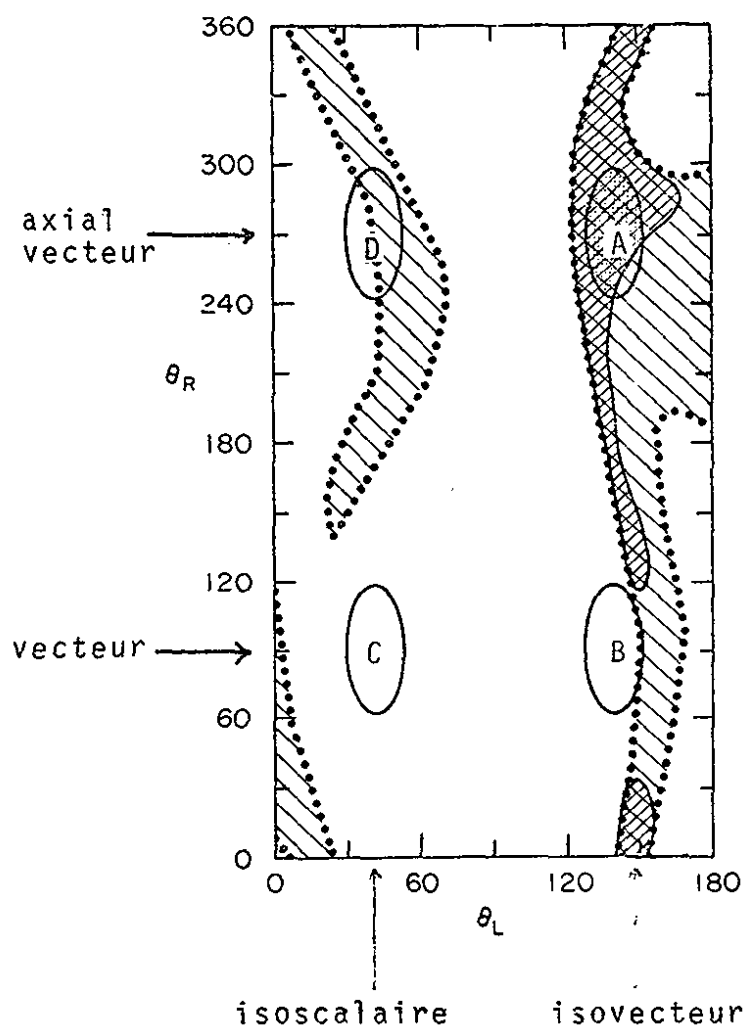


Fig. IV.2 : Régions permises par les données expérimentales dans le plan (θ_L, θ_R)

Utilisant les dernières données concernant les interactions ν -hadrons, une analyse plus récente par J.E. Kim et al., [Réf. IV.8] donne les résultats suivants :

$$u_L = 0.340 \pm 0.033$$

$$u_R = -0.179 \pm 0.019$$

$$d_L = -0.424 \pm 0.026$$

$$d_R = -0.017 \pm 0.058$$

IV.2 - LES MODELES THEORIQUES DE PRODUCTION D'UN PION PAR COURANT NEUTRE

IV.2.1 - Le modèle d'Adler

Le modèle de la production d'un pion développé par S.L. Adler [Réf. IV.9 - 10], inclue la production de la résonance $P_{33}(1232)$, les contributions non résonantes et satisfait aux contraintes de l'algèbre des courants. Ce modèle est en bon accord avec les résultats expérimentaux de l'électroproduction et des courants chargés. Les diagrammes de Born introduits pour le calcul des amplitudes de transition sont montrés dans la figure IV.3 .

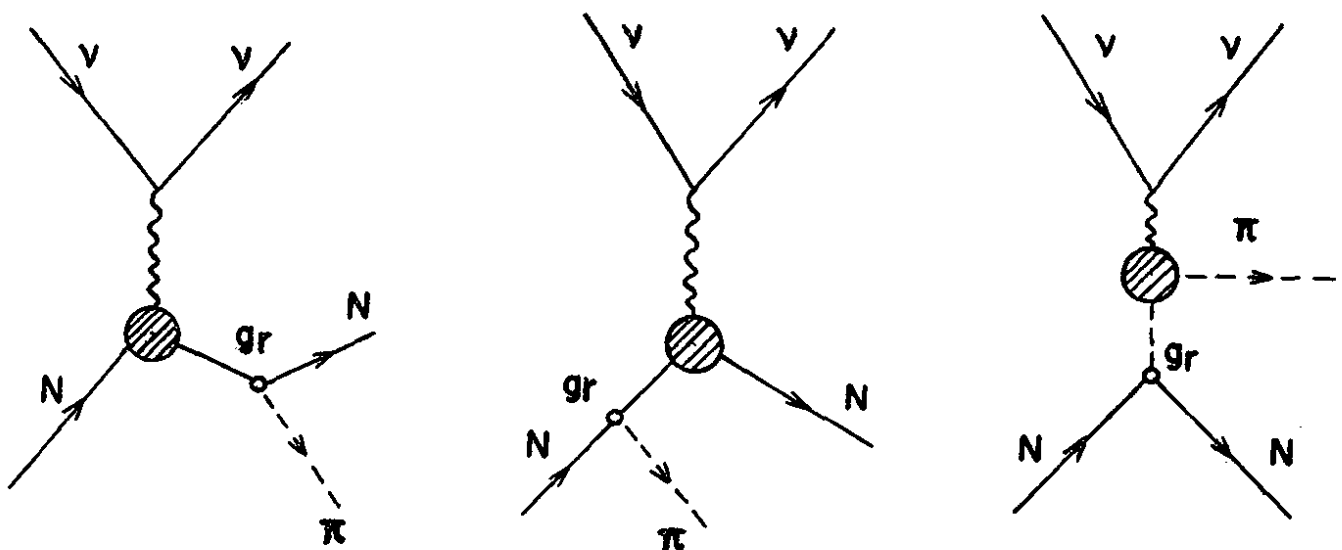


Fig. IV.3 : Diagrammes de Born pour la production d'un pion (g_r = constante de couplage π -N)

Dans le but d'exclure les résonances de masse plus élevée et pour rester dans les contraintes liées aux hypothèses du "pion mou" dans lequel se place ce modèle, le domaine de masse invariante π -nucleon est limité à $1.4 \text{ GeV}/c^2$.

IV.2.2 - Le modèle de Fogli et Nardulli

Le modèle d'Adler que nous avons vu dans le paragraphe précédent reste limité à la région de la résonance P_{33} , c'est-à-dire jusqu'à $1.4 \text{ GeV}/c^2$ en masse invariante πN .

Or, étant données les énergies disponibles avec les faisceaux de neutrinos actuels, il était intéressant d'étendre la région de masse invariante pour laquelle des prédictions théoriques pouvaient être faites. De plus une contribution importante d'isospin $I = 1/2$ ne peut pas être exclue.

Ce sont ces motivations qui ont conduit Fogli et Nardulli à proposer leur modèle pour décrire dans un premier temps les phénomènes de production d'un pion en courant chargé [Réf. IV.11] puis à l'étendre à la production d'un pion par courant neutre [Réf. IV.12].

Partant du lagrangien effectif

$$\mathcal{L}^{NC} = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{\nu} \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) \bar{\nu} \mathcal{J}_{\mu}^{NC}$$

avec une structure de type vectoriel et axial pour le courant neutre hadronique :

$$\mathcal{J}_{\mu}^{NC} = g_V V_{\mu}^3 - g_A A_{\mu}^3 + g_V' V_{\mu}^{10} - g_A' A_{\mu}^{10}$$

selon les notations de la référence IV.12, les constantes de couplage s'écrivent dans le modèle de Weinberg-Salam en fonction de l'angle de Weinberg de la manière suivante :

$$\begin{aligned}
 \text{isovecteur - vecteur} & \quad g_V = 1 - \sin^2 \theta_W \\
 \text{isovecteur - axial vecteur} & \quad g_A = 1 \\
 \text{isoscalaire - vecteur} & \quad g'_V = \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \\
 \text{isoscalaire - axial vecteur} & \quad g'_A = 0
 \end{aligned}$$

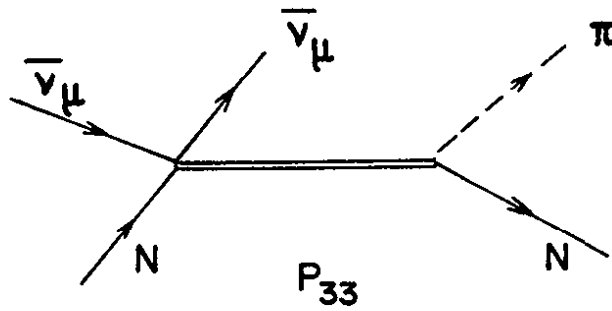
La décomposition en isospin pour les canaux (1) à (4) - en négligeant une éventuelle contribution isotensorielle qui n'est pas attendue dans le modèle de Weinberg-Salam - est donnée par :

$$\begin{aligned}
 A(1) &= \frac{1}{3}(2A_3 - A_1) + \sqrt{1/3} S & A(3) &= \frac{1}{3}(2A_3 - A_1) - \sqrt{1/3} S \\
 A(2) &= \frac{\sqrt{2}}{3}(A_3 - A_1) + \sqrt{2/3} S & A(4) &= \frac{\sqrt{2}}{3}(A_3 - A_1) - \sqrt{2/3} S
 \end{aligned}$$

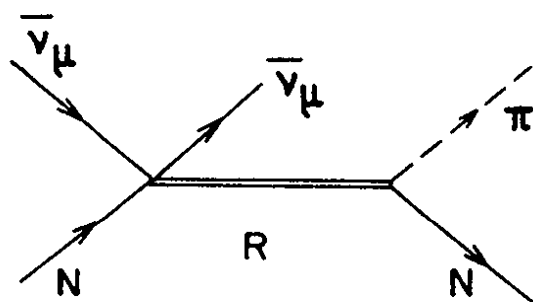
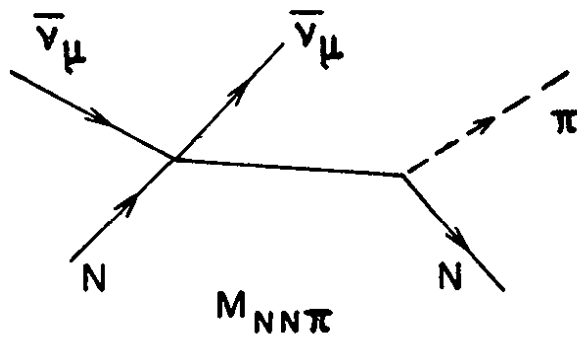
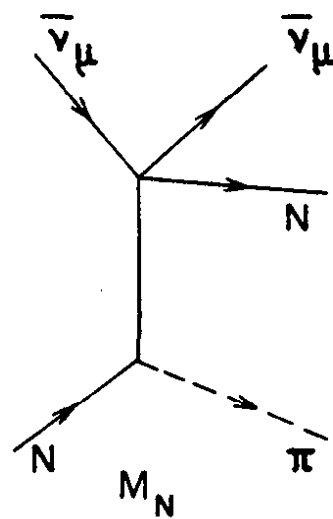
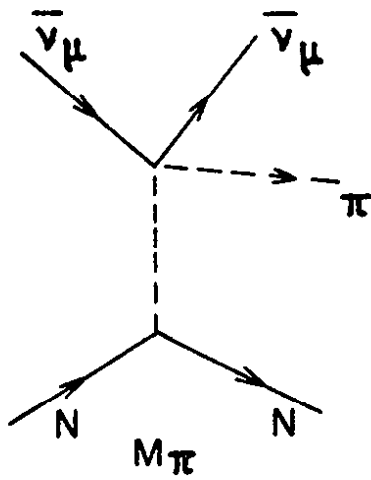
Les éléments de matrices réduits A_3 A_1 correspondant à la partie isovectorielle et S à la partie isoscalaire du courant neutre, sont calculés compte tenu des processus montrés dans la figure IV.4 .

L'inclusion du diagramme IV.4 a) représentant la production de la résonance $P_{33}(1232)$, constitue la contribution principale à l'amplitude $I = 3/2$. Les données expérimentales indiquant une contribution non négligeable de l'amplitude $I = 1/2$ principalement due au bruit de fond non résonant, conduisent à l'introduction des diagrammes IV.4 b), c) et d). Les diagrammes du type IV.4 c) prennent en compte les contributions des premières résonances $I = 1/2$ $P_{11}(1470)$, $S_{11}(1535)$, $D_{13}(1520)$.

Le problème du mauvais comportement des termes de Born est contourné par l'introduction de tous les termes d'interférence entre les graphes de la figure IV.4, qui, par le jeu de leur comportement relatif, donnent dans la région de la résonance P_{33} des résultats similaires au modèle d'Adler, mais permettent une extension du calcul dans une région de masse plus élevée.



Excitation de la résonance $I = 3/2$



Excitation des premières
résonances $I = 1/2$ P_{11}
 S_{11} D_{13}

Fig. IV.4 : Diagrammes entrant en jeu dans le calcul
des amplitudes de transition

IV.3 - INTERPRETATION DES RESULTATS

IV.3.1 - Détermination des sections efficaces

Nous avons donné dans le tableau III.11, les nombres d'événements effectivement produits dans notre liquide de détection. Par application de la matrice des effets nucléaires, les nombres d'événements produits sont directement liés aux sections efficaces $\langle \bar{\sigma}_{1\pi}^{NC} \rangle$ moyennées sur le spectre en énergie des antineutrinos donné dans la figure I.3

$$\langle \bar{\sigma} \rangle = \frac{\int \bar{\sigma}(E) \cdot \phi(E) \cdot dE}{\int \phi(E) \cdot dE}$$

Nous pouvons obtenir une estimation des sections efficaces moyennes de production d'un pion par courant neutre et courant chargé, à partir de la connaissance de la section efficace moyenne par événement.

En effet, dans cette même expérience, l'étude de la section efficace totale courant-chargé a été entreprise, et a conduit à la dépendance linéaire en fonction de l'énergie :

$$\bar{\sigma}_{CC}^{tot} = (0.27 \pm 0.02) \cdot E_{\bar{\nu}_{\mu}} \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2 \quad [\text{Réf. III.7}]$$

La section efficace totale moyennée sur le flux des antineutrinos pour des énergies comprises entre 1 et 8 GeV a été calculée. Nous avons obtenu :

$$\langle \bar{\sigma}_{CC}^{tot} \rangle = \frac{\int_1^8 \bar{\sigma}_{CC}^{tot}(E_{\bar{\nu}}) \phi(E_{\bar{\nu}}) dE_{\bar{\nu}}}{\int_1^8 \phi(E_{\bar{\nu}}) dE_{\bar{\nu}}} = 0.72 \pm 0.07 \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2$$

Il correspond à cette section efficace moyenne sur nucléon, 2182 événements courant chargé sélectionnés avec une énergie supérieure à 1 GeV.

Comme $\langle \bar{\sigma}_{CC}^{tot}(E_{\bar{\nu}} > 1 \text{ GeV}) \rangle = \bar{\sigma}_0(E_{\bar{\nu}} > 1 \text{ GeV}) \times N_{CC}(E_{\bar{\nu}} > 1 \text{ GeV})$
où $\bar{\sigma}_0$ est la section efficace par événement produit sur nucléon,
nous obtenons :

$$\bar{\sigma}_0(E_{\bar{\nu}} > 1 \text{ GeV}) = 3.3 \pm 0.3 \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2/\text{événement sur nucléon}$$

Les sections efficaces moyennes de production d'un pion
 $\langle \bar{\sigma}_{1\pi} \rangle$ sur proton ou neutron sont donc reliées à cet équivalent
événement/section efficace sur nucléon, par la relation :

$$\langle \bar{\sigma}_{1\pi} \rangle = \frac{N_{1\pi} \times \bar{\sigma}_0}{f_{\text{cible}}}$$

$$\text{où } f_{\text{cible}} = \begin{cases} 0.55 & \text{si la réaction a lieu sur proton} \\ 0.45 & \text{si la réaction a lieu sur neutron} \end{cases}$$

$N_{1\pi}$ = nombre d'événements produits dans notre liquide
de détection

Dans notre analyse, nous n'avons pas appliqué de coupure
en énergie de l'antineutrino incident, et pour cause. Néanmoins,
nous avons observé dans l'étude de la réaction à courant chargé
avec production d'un pion $\bar{\nu}_{\mu} p \rightarrow \mu^+ p \pi^-$, - réaction pour laquelle
toutes les particules dans l'état final sont mesurées - que
 $5 \pm 1 \%$ des événements ont une énergie totale inférieure à 1 GeV.
Nous admettons qu'il en va de même pour les événements avec un
pion produit par courant neutre, et nous retrancherons ce pourcen-
tage pour obtenir les sections efficaces moyennes à partir de
 $\bar{\sigma}_0(E_{\bar{\nu}} > 1 \text{ GeV})$.

Les résultats de l'estimation des sections efficaces moyennes $\langle \bar{\sigma}_{1\pi} \rangle$ sont résumés dans le tableau IV.1 . Ils sont comparés avec les prédictions théoriques de ces mêmes sections efficaces moyennées sur notre flux, obtenues par Fogli et Nardulli pour une valeur de $\sin^2 \theta_W = 0.20$ [Réf. IV.11, 12].

Nous constatons que nos estimations des sections efficaces moyennes sont en bon accord avec les estimations théoriques. Pour les réactions (2) et (3), notre résultat est à un écart standard de la prévision, mais rappelons que ces deux canaux sont les plus difficiles à extraire expérimentalement. Pour les sections efficaces moyennes de production d'un pion par courant chargé, l'accord est excellent ; ce qui avait déjà été observé lors de travaux déjà publiés sur ce sujet [Réf. IV.13, 14].

Canal	Nombre d'événements produits sans cou- pure	Avec coupure $E_{\nu} > 1 \text{ GeV}$	$\langle \bar{\sigma}_{1\pi} \rangle_{\text{exp}}$	$\langle \bar{\sigma}_{1\pi} \rangle_{\text{th}}$ $\sin^2 \theta_W = 0.20$ $M_{N\pi} \leq 1.6 \text{ GeV}/c^2$
(1) $\bar{\nu}_{\mu} p \pi^0$	95. \pm 37.	90. \pm 35.	.541 \pm .216	.593 [Réf. IV.10]
(2) $\bar{\nu}_{\mu} n \pi^+$	176. \pm 47.	167. \pm 45.	1.00 \pm .282 10^{-39} cm^2	.754 10^{-39} cm^2
(3) $\bar{\nu}_{\mu} n \pi^0$	135. \pm 38.	128. \pm 36.	.941 \pm .278	.657
(4) $\bar{\nu}_{\mu} p \pi^-$	111. \pm 38.	105. \pm 36.	.773 \pm .274	.768
(5) $\mu^+ p \pi^-$	354. \pm 40.	346. \pm 38.	.209 \pm .030	.215 [Réf. IV.9]
(6) $\mu^+ n \pi^0$	329. \pm 44.	313. \pm 42.	.188 \pm .030 10^{-38} cm^2	.191 10^{-38} cm^2
(7) $\mu^+ n \pi^-$	439. \pm 42.	417. \pm 40.	.306 \pm .040	.335

T A B L E A U IV.1

IV.3.2 - Détermination des rapports de sections efficaces

Dans ce paragraphe, nous présentons nos résultats relatifs aux rapports des sections efficaces de production d'un pion par courant neutre sur la section efficace de production d'un π^0 par courant chargé.

Nous définissons les rapports suivants :

$$\bar{R}_1 = \frac{\sigma(\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \bar{\nu}_\mu p \pi^0)}{\sigma(\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+ n \pi^0)}$$

$$\bar{R}_2 = \frac{\sigma(\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \bar{\nu}_\mu n \pi^+)}{\sigma(\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+ n \pi^0)}$$

$$\bar{R}_3 = \frac{\sigma(\bar{\nu}_\mu n \rightarrow \bar{\nu}_\mu n \pi^0)}{\sigma(\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+ n \pi^0)}$$

$$\bar{R}_4 = \frac{\sigma(\bar{\nu}_\mu n \rightarrow \bar{\nu}_\mu p \pi^-)}{\sigma(\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+ n \pi^0)}$$

$$\bar{R}_0 = \frac{\sigma(\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \bar{\nu}_\mu p \pi^0) + \sigma(\bar{\nu}_\mu n \rightarrow \bar{\nu}_\mu n \pi^0)}{2\sigma(\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+ n \pi^0)}$$

$$\bar{R}_0^c = \frac{\sigma(\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \bar{\nu}_\mu p \pi^0) + \sigma(\bar{\nu}_\mu n \rightarrow \bar{\nu}_\mu n \pi^0)}{\sigma(\bar{\nu}_\mu n \rightarrow \bar{\nu}_\mu n \pi^+) + \sigma(\bar{\nu}_\mu n \rightarrow \bar{\nu}_\mu p \pi^-)}$$

Les valeurs expérimentales de ces rapports sont résumées dans le tableau IV.2 . Nous allons les comparer avec les prédictions des deux modèles décrivant la production d'un pion que nous avons présentés dans le paragraphe précédent.

\bar{R}_1	\bar{R}_2	\bar{R}_3	\bar{R}_4	\bar{R}_0	\bar{R}_0^c
0.29 ± 0.12	0.54 ± 0.17	0.50 ± 0.16	0.41 ± 0.15	0.39 ± 0.10	0.83 ± 0.26

T A B L E A U IV.2

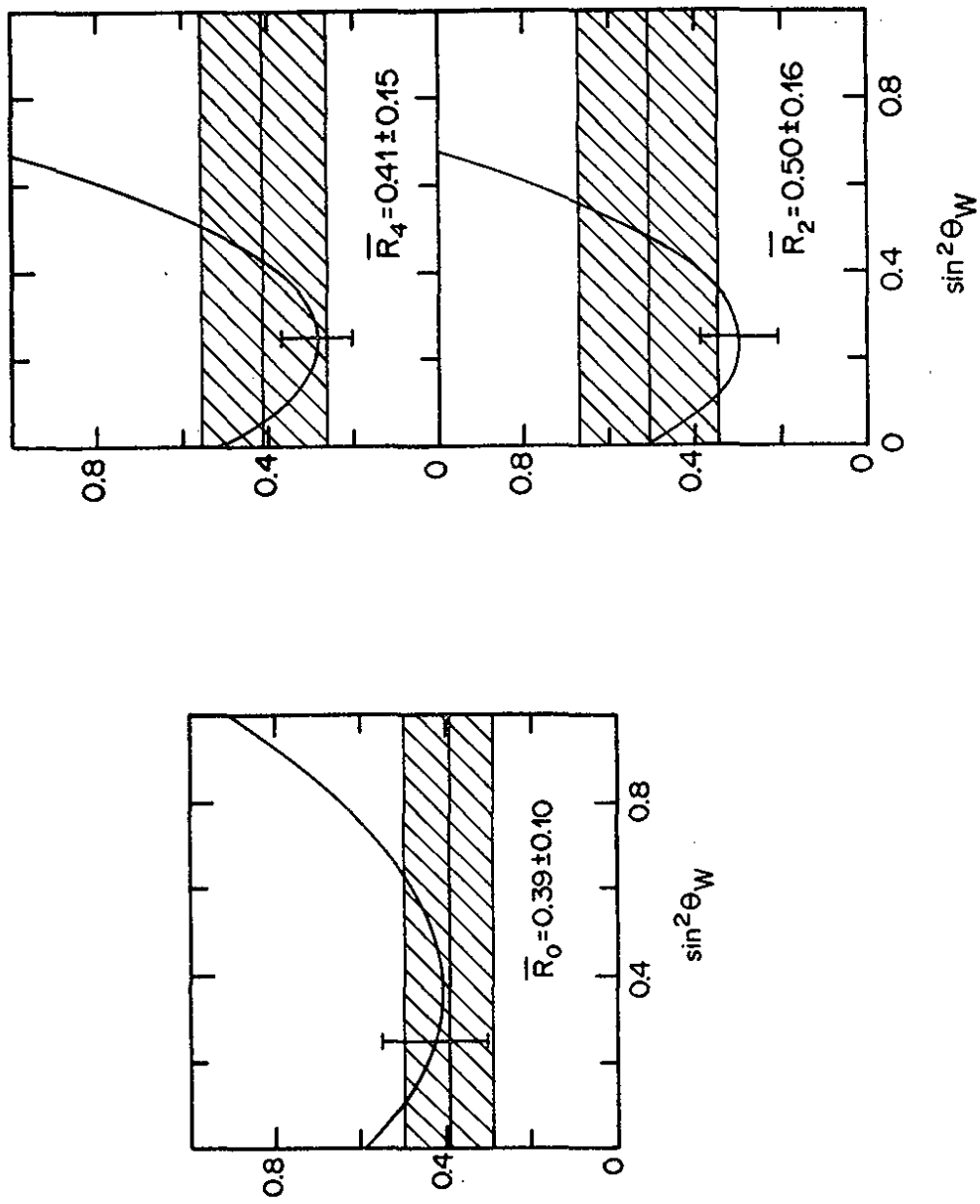


Fig. IV.5 : Prédiction théoriques sur les rapports des sections efficaces \bar{R}_0 , \bar{R}_2 et \bar{R}_4 calculés en fonction de $\sin^2 \theta_W$ avec le modèle d'Adler comparées avec nos résultats expérimentaux.

3.2.1 - Comparaison avec les prédictions du modèle d'Adler

Les figures IV.5 montrent les prédictions théoriques des valeurs des rapports \bar{R}_0 , \bar{R}_2 et \bar{R}_4 calculés en fonction de $\sin^2 \theta_W$ avec le modèle d'Adler par L.F. Abbott et R.M. Barnett [Réf. IV.7]. La barre d'erreur sur les courbes théoriques reflète une incertitude d'environ 30 % associée au modèle de production d'un pion.

Nos résultats expérimentaux sont en accord avec ces prédictions pour des valeurs de $\sin^2 \theta_W$ proche de la valeur admise à l'heure actuelle.

3.2.2 - Comparaison avec les prédictions du modèle de Fogli et Nardulli

Dans ce modèle, les sections efficaces des processus de production d'un pion par courant neutre, moyennées sur le flux des antineutrinos, s'écrivent comme des polynômes du second degré en $\sin^2 \theta_W$ avec les coefficients ci-dessous : ($y = \sin^2 \theta_W$) [Réf. IV.12]

$$< \bar{\sigma}(p\pi^0) > = (0.4985 y^2 - 0.2753 y + 0.0944) \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2$$

$$< \bar{\sigma}(n\pi^+) > = (0.4912 y^2 - 0.2253 y + 0.1008) \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2$$

$$< \bar{\sigma}(n\pi^0) > = (0.3321 y^2 - 0.2098 y + 0.0944) \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2$$

$$< \bar{\sigma}(p\pi^-) > = (0.4595 y^2 - 0.2118 y + 0.1008) \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2$$

La section efficace moyenne de production d'un π^0 par courant chargé dans les conditions de notre expérience a pour valeur :

$$< \bar{\sigma}(\mu^+ n \pi^0) > = 0.191 \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2$$

Les figures IV.6 (a,b,c,d) présentent la variation des rapports \bar{R}_i , $i = 1,4$ en fonction de $\sin^2\theta_W$. Nous observons une bonne compatibilité de nos résultats avec les prédictions théoriques pour des valeurs de $\sin^2\theta_W$ se situant proches de la valeur admise à l'heure actuelle (0.20). Nous tirons les mêmes conclusions à partir des figures IV.7 (a,b) dans lesquelles sont représentés \bar{R}_0 et \bar{R}_0^C en fonction de $\sin^2\theta_W$.

L'écart le plus grand avec les prédictions théoriques se situe pour les rapports \bar{R}_2 et \bar{R}_3 qui concernent les réactions $n\pi^+$ et $n\pi^0$, ce que nous avons déjà observé dans l'évaluation des sections efficaces au paragraphe IV.3.1 .

A l'aide des 4 mesures des rapports de sections efficaces montrées dans la figure IV.6, nous pouvons estimer la valeur de $\sin^2\theta_W$. Par minimisation de χ^2 , avec $\sin^2\theta_W$ comme paramètre, nous obtenons :

$$\sin^2\theta_W = 0.11 \pm 0.10 \text{ avec une probabilité de } \chi^2 \text{ égale à } 0.73$$

Avec les résultats de l'expérience parallèle ν -propane dans Gargamelle [Réf. IV.15] nous obtenons :

$$\sin^2\theta_W = 0.15 \pm 0.06 \text{ avec une probabilité de } \chi^2 \text{ égale à } 0.20$$

Enfin, en combinant les 8 mesures des rapports de sections efficaces

$$R^{(\bar{\nu})} = \frac{(\bar{\nu})_{N\pi}}{\mu^{(\pm)}_{\pi^0 N}},$$

nous obtenons :

$$\sin^2\theta_W = 0.14 \pm 0.05 \text{ avec une probabilité de } \chi^2 \text{ égale à } 0.53$$

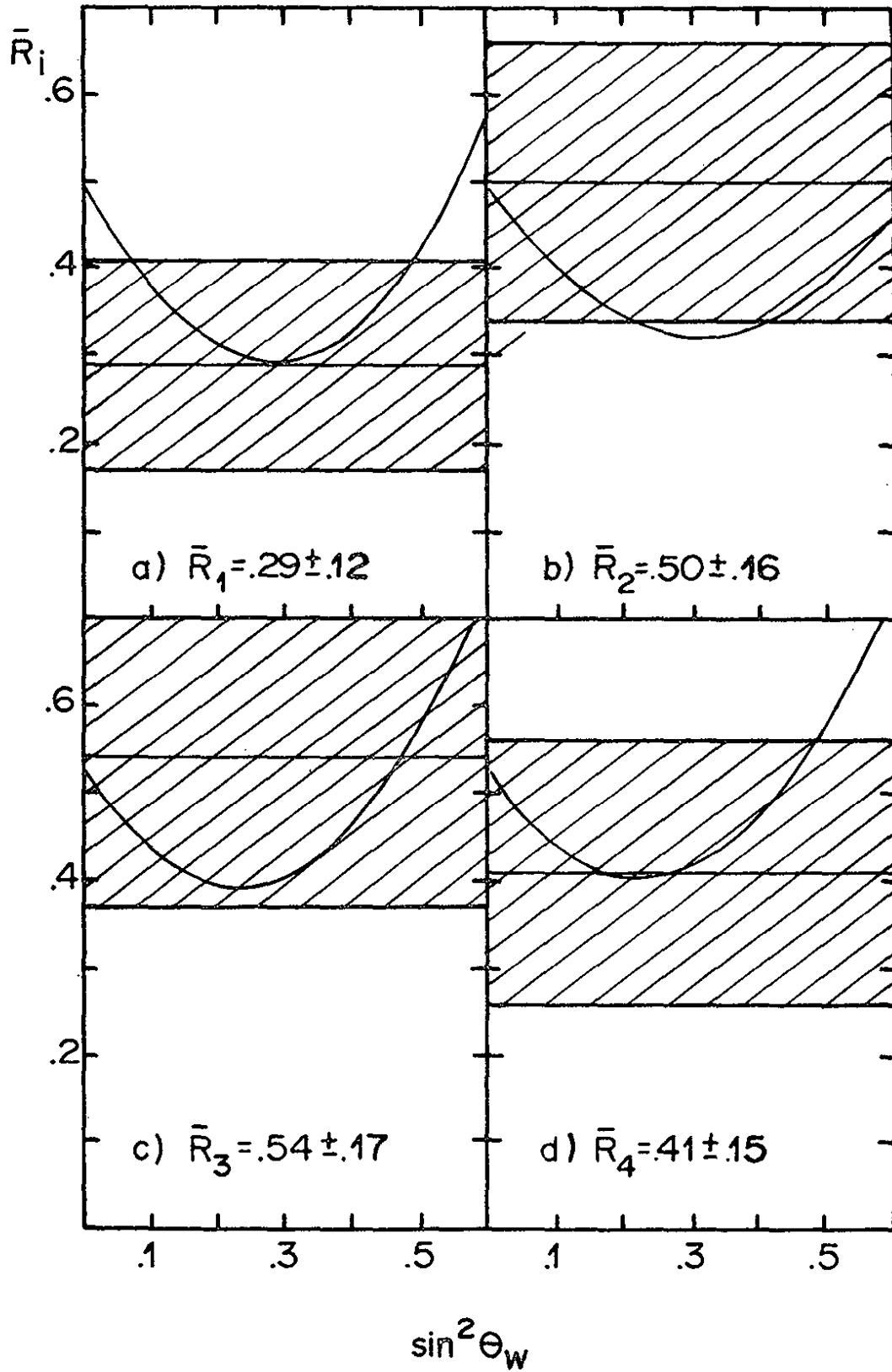


Fig. IV.6 : Prédictions théoriques des rapports des sections efficaces \bar{R}_i ($i = 1, 4$) calculés en fonction de $\sin^2 \theta_W$ avec le modèle de Fogli et Nardulli. Comparaison avec nos résultats expérimentaux.

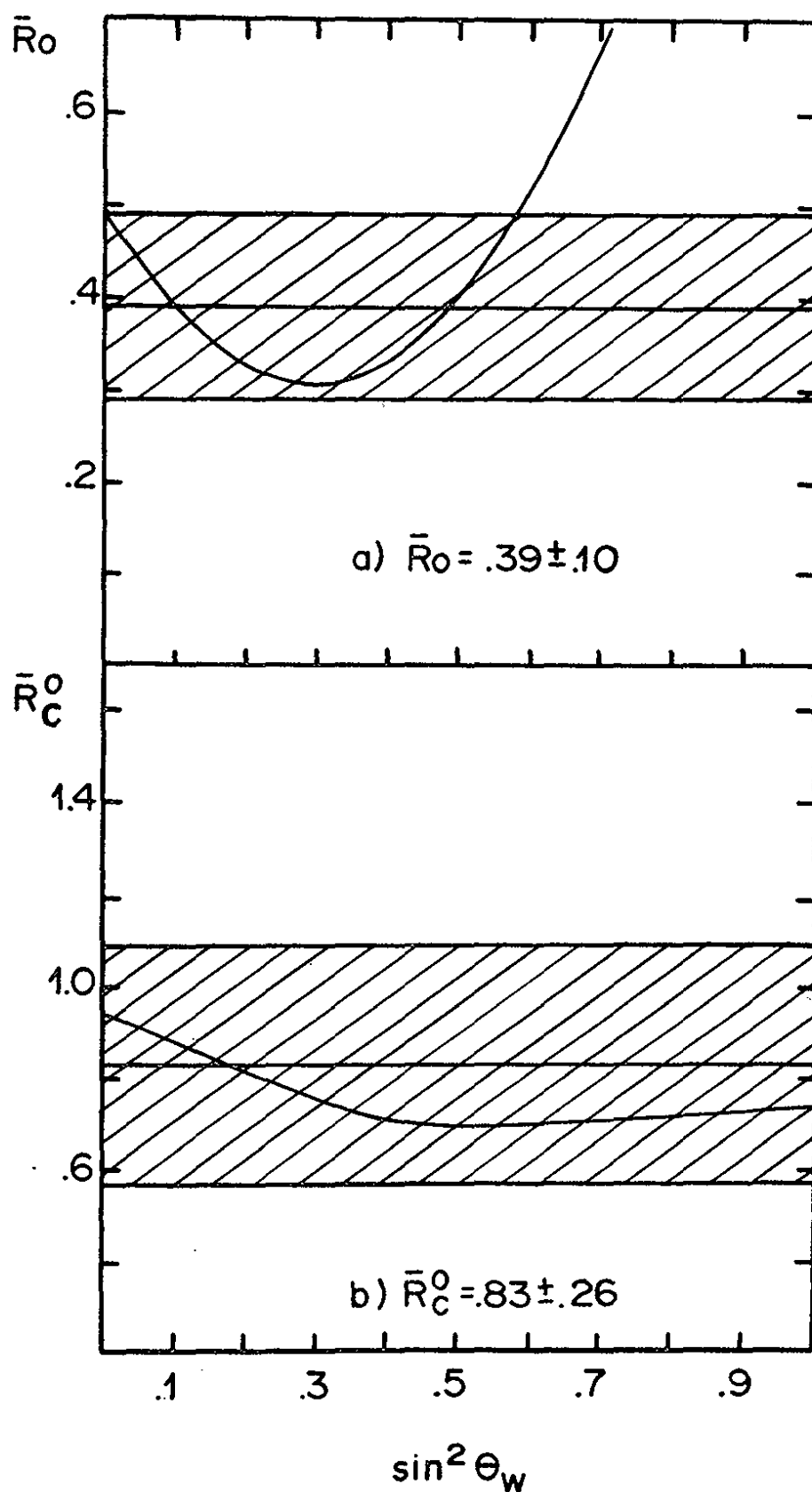


Fig. IV.7 : Prédiction théorique sur les rapports \bar{R}_0 et \bar{R}_C^0 calculés en fonction de $\sin^2 \theta_W$ avec le modèle de Fogli et Nardulli. Comparaison avec nos résultats expérimentaux.

IV.3.3 - Etude sur la structure en isospin du courant neutre faible

La décomposition en isospin pour les canaux (1) à (4) nous permet d'écrire les amplitudes de transition entre les états hadroniques en fonction des amplitudes réduites A_1 , A_3 et S . A_1 et A_3 correspondent à la partie isovectorielle du courant neutre hadronique, S à la partie isoscalaire. Les coefficients de la décomposition pour chaque réaction sont donnés par application du théorème de Wigner-Eckart.

$$A(\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \bar{\nu}_\mu p \pi^0) = \frac{1}{3} (2A_3 + A_1) - \sqrt{\frac{1}{3}} S$$

$$A(\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \bar{\nu}_\mu n \pi^+) = \frac{\sqrt{2}}{3} (A_3 - A_1) + \sqrt{\frac{2}{3}} S$$

$$A(\bar{\nu}_\mu n \rightarrow \bar{\nu}_\mu n \pi^0) = \frac{1}{3} (2A_3 + A_1) + \sqrt{\frac{1}{3}} S$$

$$A(\bar{\nu}_\mu n \rightarrow \bar{\nu}_\mu p \pi^-) = \frac{\sqrt{2}}{3} (A_3 - A_1) - \sqrt{\frac{2}{3}} S$$

Nous avons omis une éventuelle contribution isotensorielle, contribution qui n'est pas attendue dans le modèle de jauge basé sur $SU(2) \times U(1)$. D'autre part, les amplitudes de transition s'écrivant en fonction des 3 amplitudes réduites citées plus haut, une relation linéaire existe entre les amplitudes des 4 réactions et permet d'obtenir une série d'inégalités du type :

$$\sqrt{\sigma(n\pi^+)} \leq \sqrt{\sigma(p\pi^-)} + \sqrt{2\sigma(p\pi^0)} + \sqrt{2\sigma(n\pi^0)}$$

ainsi que ses permutations. Toutes ces inégalités étant satisfaites par nos données, l'introduction d'une composante isotensorielle n'est pas nécessaire.

Il nous est loisible de définir les rapports des sections efficaces des réactions (1) à (4) comme :

$$r_i = \frac{\sigma_i}{\sigma} \quad \text{avec} \quad \sigma = \sum_{i=1}^4 \sigma_i$$

et de comparer leurs mesures expérimentales avec les valeurs r_i^{th} de ces mêmes rapports définies en fonction de certaines hypothèses sur la structure en isospin du courant neutre hadronique.

Pour accomplir ce test d'hypothèse, nous calculons alors un χ^2 à 3 degrés de liberté défini de la manière suivante :

$$\chi^2 = (r - r^{th})^T (\text{Cov } r)^{-1} (r - r^{th})$$

où $\text{Cov } r$ est une matrice 3×3 dont les éléments sont :

$$dr_i dr_j = \frac{1}{\sigma^2} \sum_k \sum_l (\delta_{ik} - r_i) d\sigma_k d\sigma_l (\delta_{jl} - r_j)$$

Utilisant les données du tableau III. 11 nous obtenons les résultats suivants :

i) dans l'hypothèse d'un courant neutre hadronique purement isoscalaire ($A_1=A_3=0$, $S \neq 0$) conduisant à des sections efficaces dans les rapports suivants :

$$\sigma(p\pi^0) : \sigma(n\pi^+) : \sigma(n\pi^0) : \sigma(p\pi^-) = 1 : 2 : 1 : 2$$

$\chi^2 = 3.4$ auquel correspond une probabilité de $3.3 \cdot 10^{-1}$.

ii) dans l'hypothèse d'un courant neutre hadronique purement isovectoriel avec dominance de l'amplitude $3/2$ ($A_1=0$, $A_3 \neq 0$, $S=0$) entraînant des sections efficaces dans les rapports suivants :

$$\sigma(p\pi^0) : \sigma(n\pi^+) : \sigma(n\pi^0) : \sigma(p\pi^-) = 2 : 1 : 2 : 1$$

$\chi^2 = 10$. auquel correspond une probabilité de $1.5 \cdot 10^{-2}$.

Si nous faisons l'hypothèse que la structure en isospin du courant neutre hadronique est constituée d'un mélange d'une partie isoscalaire et d'une partie isovectorielle avec dominance de l'amplitude 3/2 ($A_1=0$, $A_3 \neq 0$, $S \neq 0$) nous pouvons, par minimisation de χ^2 , obtenir les valeurs de 2 paramètres que nous définissons comme le rapport des amplitudes $\frac{S}{A_3}$ et la phase entre les deux. Nous obtenons dans ce cas :

$$\frac{S}{A_3} = 1.08 \pm 0.55 \quad \cos(S, A_3) = .27 \pm .22$$

avec $\chi^2 = 0.001$ auquel correspond une probabilité de 0.97 .

L'existence d'une contribution isoscalaire au courant neutre hadronique peut être mise en évidence en calculant les différences entre sections efficaces suivantes :

$$\sigma(p\pi^0) - \sigma(n\pi^0) = - C R_e S^* (A_3 + \frac{A_1}{2})$$

$$\sigma(p\pi^-) - \sigma(n\pi^+) = - C R_e S^* (A_3 - A_1)$$

qui font apparaître le terme d'interférence entre partie isoscalaire et isovectorielle.

Nous trouvons :

$$\sigma(p\pi^0) - \sigma(n\pi^0) = - 62 \pm 53$$

$$\sigma(p\pi^-) - \sigma(n\pi^+) = - 38 \pm 60,$$

la première différence faisant apparaître un résultat non nul à plus d'un écart.

A partir des relations ci-dessus, nous pouvons obtenir les termes d'interférence suivants :

$$C R_e S^* A_3 = -54 \pm 41$$

$$C R_e S^* A_1 = -16 \pm 53,$$

et nous observons une valeur non nulle à plus d'un écart pour le terme d'interférence entre S et A_3 .

Toutes ces données nous amènent à la conclusion qu'il existe une contribution isoscalaire dans la structure en isospin du courant neutre hadronique. Une conclusion identique a été obtenue dans l'étude des courants neutres à un pion induits par les neutrinos [Réf. IV.15].

La contribution isovectorielle est mise en évidence dans les spectres de masse invariante π -nucléon pour les canaux $p\pi^0$ et $p\pi^-$, qui sont montrés dans la figure IV.8. Malgré les déformations dues aux réinteractions nucléaires (surtout pour le système π^-p toujours produit dans un noyau), la contribution de la résonance $\Delta(1232)$ existe et apparaît comme prépondérante. Sur cette figure sont reportées les prédictions du spectre en masse invariante πN prédites pour $\sin^2\theta_W = 0.16$ [Réf. IV.12].

La figure IV.9 présente la distribution de la masse invariante $p\pi^0$ et les prédictions théoriques calculées avec le modèle d'Adler en fonction des différentes régions du plan (θ_L, θ_R) [Réf. IV.7]. La normalisation est arbitraire entre les courbes et les données expérimentales, mais la normalisation est absolue entre les courbes. Notre résultat confirme que la région A est la seule permise et que le signe du produit $u_L d_L$ est négatif.

Les effets d'interférence isoscalaire-isovectorielle peuvent être évalués à partir de la mesure des 2 rapports suivants :

$$\bar{R}_I^0 = \frac{\sigma(\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \bar{\nu}_\mu p \pi^0) - \sigma(\bar{\nu}_\mu n \rightarrow \bar{\nu}_\mu n \pi^0)}{\sigma(\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \bar{\nu}_\mu p \pi^0) + \sigma(\bar{\nu}_\mu n \rightarrow \bar{\nu}_\mu n \pi^0)}$$

et

$$\bar{R}_I^c = \frac{\sigma(\bar{\nu}_\mu n \rightarrow \bar{\nu}_\mu p \pi^-) - \sigma(\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \bar{\nu}_\mu n \pi^+)}{\sigma(\bar{\nu}_\mu n \rightarrow \bar{\nu}_\mu p \pi^-) + \sigma(\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \bar{\nu}_\mu n \pi^+)}$$

pour lesquels les valeurs obtenues dans cette expériences sont :

$$\bar{R}_I^0 = -0.26 \pm 0.24$$

$$\bar{R}_I^c = -0.13 \pm 0.21$$

Les effets prédits théoriquement sont très faibles ; en effet pour des valeurs de $\sin^2\theta_W$ comprises entre 0.12 et 0.25, \bar{R}_I^0 prend des valeurs comprises entre -0.039 et -0.050, alors \bar{R}_I^c reste de l'ordre de 10^{-3} . Nous constatons que nous avons accord sur le signe en ce qui concerne \bar{R}_I^0 et désaccord sur le signe pour \bar{R}_I^c . Néanmoins, étant donné l'importance des erreurs expérimentales que nous avons, notre résultat reste tout à fait compatible avec les estimations théoriques.

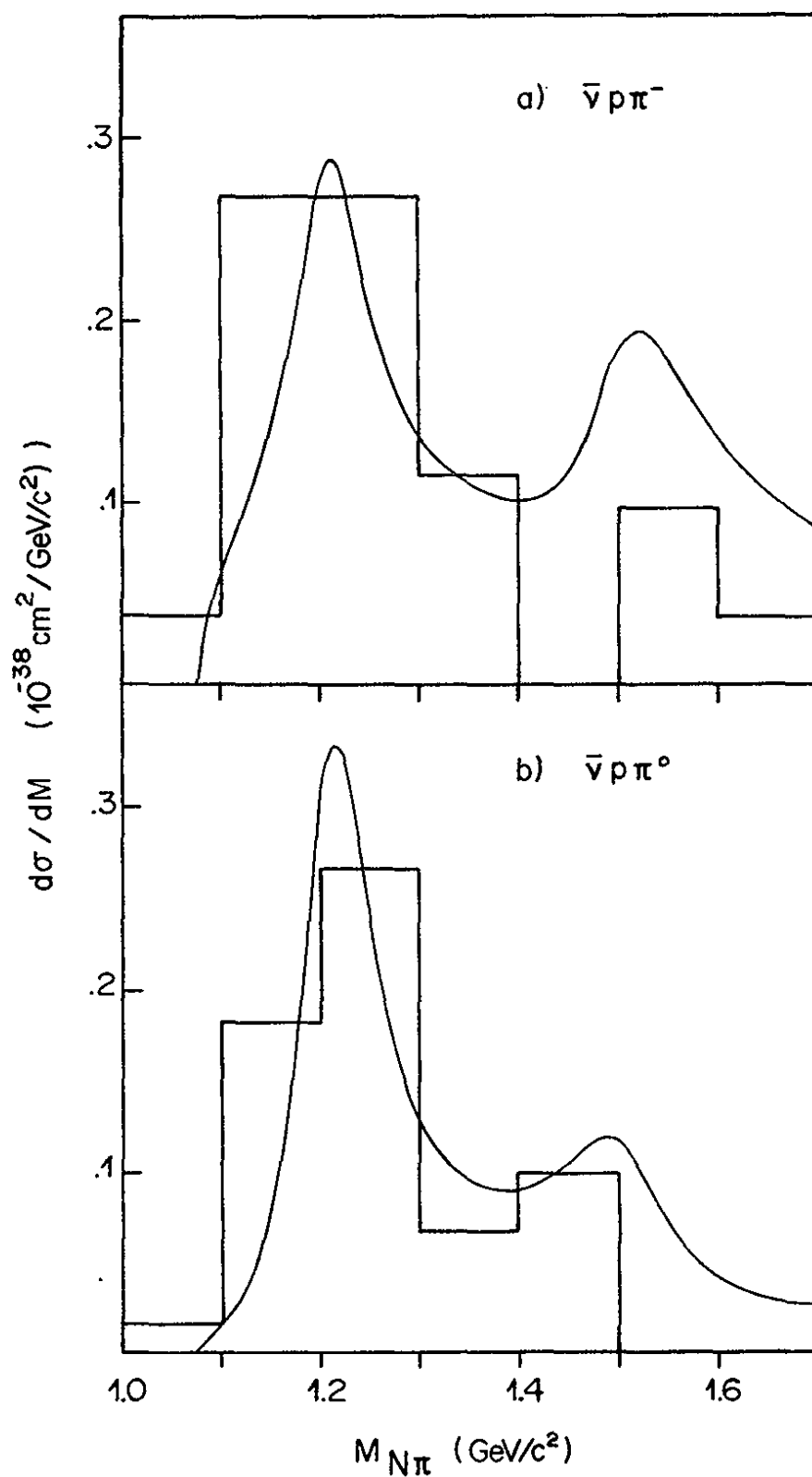


Fig. IV.8 : Distribution de la masse invariante π -N

a) $p\pi^-$

b) $p\pi^0$

Les courbes représentent les prédictions théoriques calculées avec le modèle de Fogli et Nardulli.

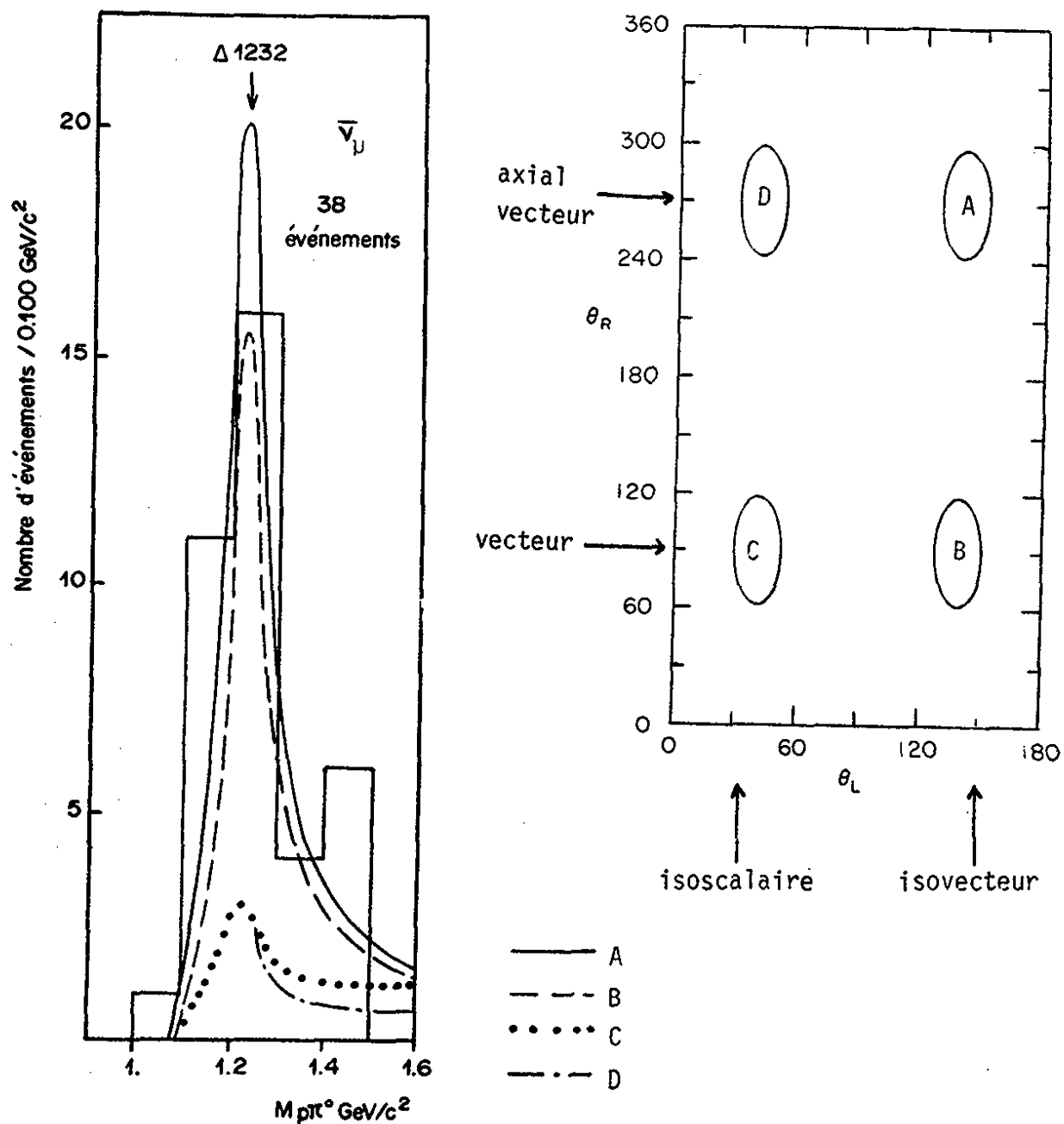


Fig. IV.9 : Distribution de la masse invariante $p\pi^0$.

Les courbes représentent les prédictions théoriques calculées avec le modèle d'Adler pour chacune des régions permises dans le plan (θ_L, θ_R) .

Nous pouvons réécrire les sections efficaces des réactions (1) à (4) de la manière suivante :

$$\sigma_1 = |A_3|^2 \left| 2 + \frac{A_1}{A_3} - \frac{S}{A_3} \right|^2$$

$$\sigma_2 = 2|A_3|^2 \left| 1 - \frac{A_1}{A_3} + \frac{S}{A_3} \right|^2$$

$$\sigma_3 = |A_3|^2 \left| 2 + \frac{A_1}{A_3} + \frac{S}{A_3} \right|^2$$

$$\sigma_4 = 2|A_3|^2 \left| 1 - \frac{A_1}{A_3} - \frac{S}{A_3} \right|^2$$

Ce système d'équations n'est pas soluble, puisque nous ne disposons que de 4 équations pour 6 inconnues qui sont les parties réelles et imaginaires des amplitudes réduites A_1 , A_3 et S . Néanmoins, nous pouvons obtenir la variation dans le plan complexe des rapports des amplitudes $\frac{A_1}{A_3}$ et $\frac{S}{A_3}$, si nous demandons à $|A_3|^2$ de jouer le rôle d'un paramètre.

En effet, si nous notons :

$$\frac{A_1}{A_3} = Y + iX$$

$$\frac{S}{A_3} = Z + iW$$

la résolution du système des quatre équations nous donne les parties réelles Y et Z de façon univoque :

$$\begin{cases} Y = \frac{1}{2} \left[\frac{2(\sigma_1 + \sigma_3) - (\sigma_2 + \sigma_4)}{12 A_3^2} - 1 \right] \\ Z = \frac{2(\sigma_3 - \sigma_1) + (\sigma_2 - \sigma_4)}{24 A_3^2} \end{cases}$$

alors que les parties imaginaires admettent 4 solutions pour un couple de valeurs données des parties réelles Y et Z.

$$\left\{ \begin{array}{l} X = \pm \left[\frac{\beta \pm (\beta^2 - 4\alpha^2)^{1/2}}{2} \right]^{1/2} \\ W = \frac{\alpha}{X} \end{array} \right.$$

avec
$$\alpha = \frac{\sigma_3 + \sigma_4 - \sigma_1 - \sigma_2}{12 A_3^2} - YZ$$

$$\beta = \frac{\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3 + \sigma_4}{6 A_3^2} - (2 + Y^2 + Z^2)$$

Des relations de positivité sont obtenues en additionnant σ_1 et σ_3 , ainsi que σ_3 et σ_4 , et conduisent aux deux doubles inégalités suivantes :

$$2\sigma_1 + \sigma_2 - 2\sqrt{2\sigma_1\sigma_2} \leq 18 A_3^2 \leq 2\sigma_1 + \sigma_2 + 2\sqrt{2\sigma_1\sigma_2}$$

$$2\sigma_3 + \sigma_4 - 2\sqrt{2\sigma_3\sigma_4} \leq 18 A_3^2 \leq 2\sigma_3 + \sigma_4 + 2\sqrt{2\sigma_3\sigma_4},$$

qui doivent être satisfaites simultanément. Le domaine de variation de $|A_3|^2$ est donc borné par :

$$\frac{1}{18}|A_3|_{\max}^2 = \min \left\{ \begin{array}{l} 2\sigma_1 + \sigma_2 + 2\sqrt{2\sigma_1\sigma_2} \\ 2\sigma_3 + \sigma_4 + 2\sqrt{2\sigma_3\sigma_4} \end{array} \right.$$

$$\frac{1}{18}|A_3|_{\min}^2 = \max \left\{ \begin{array}{l} 2\sigma_1 + \sigma_2 - 2\sqrt{2\sigma_1\sigma_2} \\ 2\sigma_3 + \sigma_4 - 2\sqrt{2\sigma_3\sigma_4} \end{array} \right.$$

Les figures IV.10(a,b) montrent respectivement la variation des vecteurs $\frac{A_1}{A_3}$ et $\frac{S}{A_3}$ dans le plan complexe, en fonction du paramètre $|A_3|^2$ variant dans le domaine défini par les relations ci-dessus, et pour les valeurs des sections efficaces données dans le tableau III.11. Sur les "ailes de papillon" ainsi dessinées, nous avons reporté les solutions obtenues pour différentes valeurs de l'accroissement $\delta = a\Delta$, ($\Delta = |A_3|_{\max}^2 - |A_3|_{\min}^2$, $a = 0.1 \div 1$). Nous remarquons que la variation en fonction de δ n'est pas uniforme ; et que dans l'hypothèse où il y a prédominance de l'amplitude $|A_3|^2$, les solutions sont mieux localisées. Les solutions pour les 2 parties imaginaires ne sont pas indépendantes, ainsi qu'il est montré sur la figure, où nous avons établi la correspondance entre une solution pour $\frac{A_1}{A_3}$ avec son homologue pour $\frac{S}{A_3}$. Les zones hachurées représentent le domaine exclu par nos données à 68 % de confiance.

G.L. Fogli a calculé les prédictions théoriques de son modèle dans les plans complexes A_1/A_3 et S/A_3 en fonction du paramètre $\sin^2\theta_W$ [Réf. IV.16]. Ces prédictions sont représentées dans les figures IV.11 (a, b) en comparaison avec nos résultats expérimentaux. Nous remarquons que les rapports des amplitudes prédites théoriquement se situent dans une région où $|A_3|^2$ est proche de sa valeur maximum, ce qui traduit une contribution importante d'isospin 3/2. Enfin, nos résultats expérimentaux sont compatibles avec les prédictions du modèle de Fogli pour des valeurs de $\sin^2\theta_W < 0.4$.

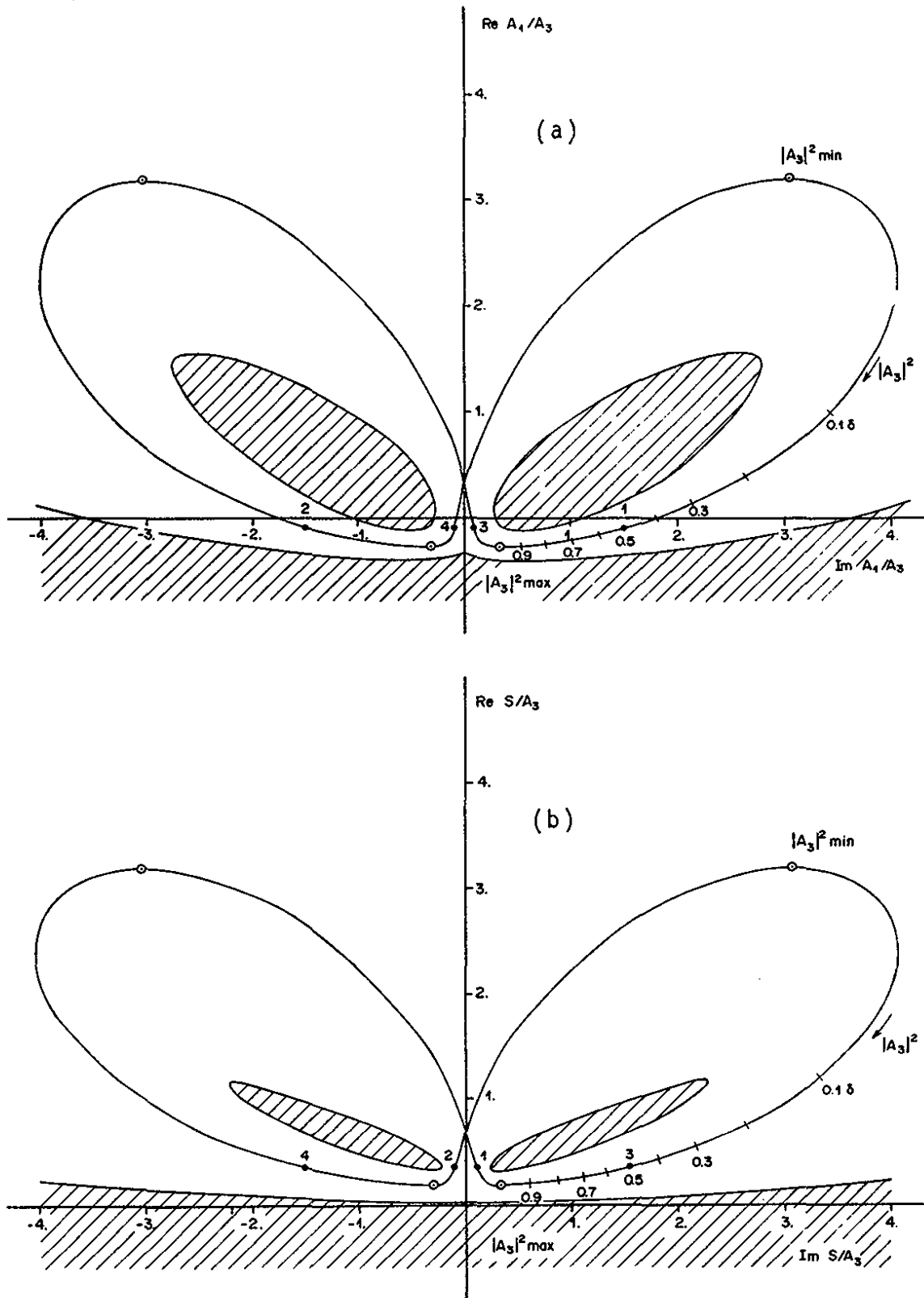


Fig. IV.10 : Variation des vecteurs a) $\frac{A_1}{A_3}$, b) $\frac{S}{A_3}$

dans le plan complexe en fonction du paramètre $|A_3|^2$. Les zones hachurées représentent le domaine exclu par nos données à 68 % de confiance.

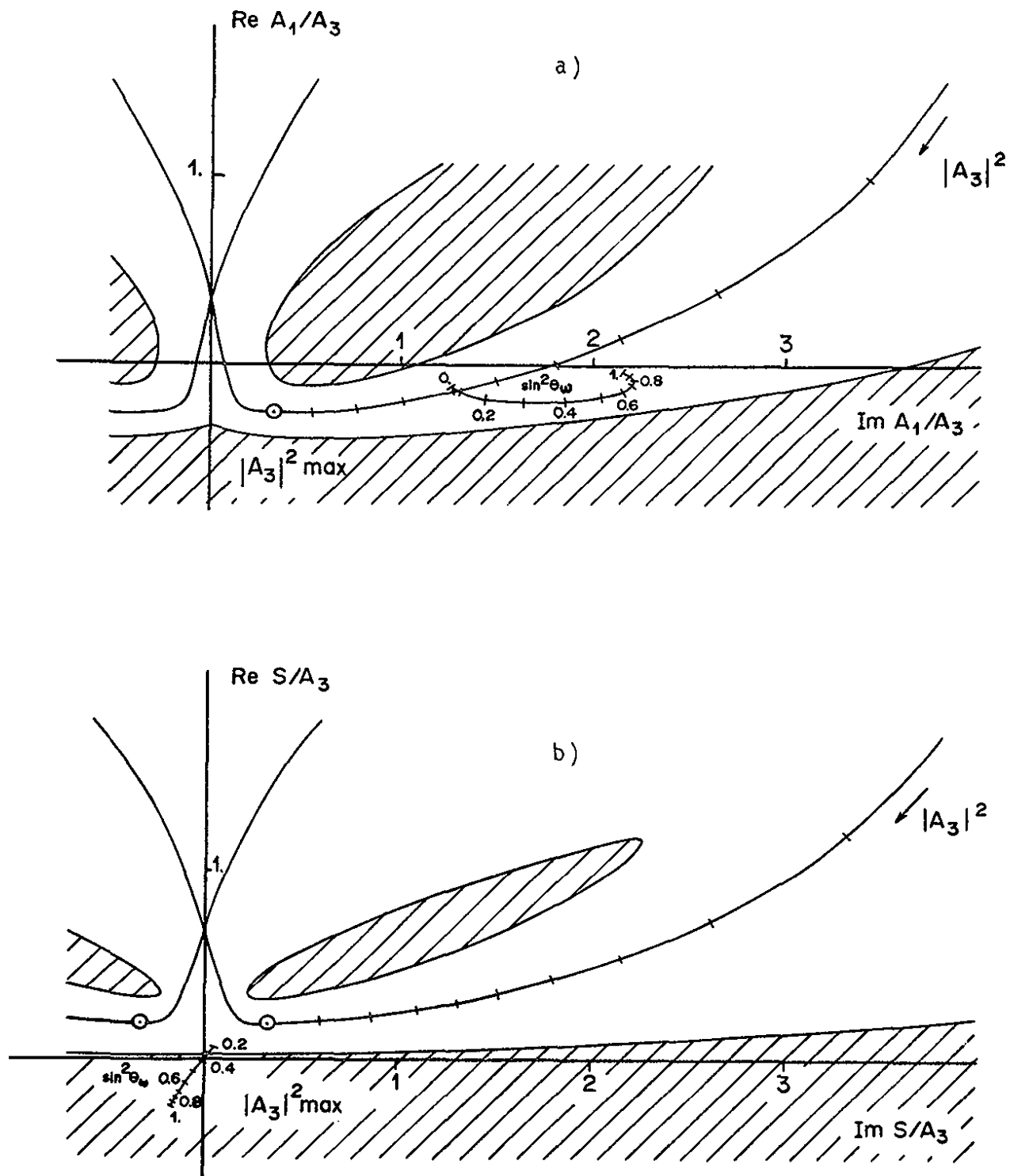


Fig. IV.11 : Prédiction théorique calculées par G.L. Fogli dans les plans complexes a) A_1/A_3 , b) S/A_3 en fonction de $\sin^2 \theta_W$ et comparaison avec nos résultats expérimentaux.

C O N C L U S I O N

Parvenus au terme de cette étude, nous nous proposons de résumer les principaux résultats que nous avons obtenus.

Pour la première fois les quatre réactions de production d'un pion en courant neutre induites par des antineutrinos ont été étudiées.

Malgré des erreurs expérimentales importantes dues à la faible statistique et certains bruits de fond élevés dans cette expérience, il nous a été possible de mesurer les sections efficaces de production d'un pion moyennées sur le flux des antineutrinos.

Nos résultats sur les rapports de sections efficaces sont en accord avec les prédictions théoriques des modèles d'Adler ou de Fogli et Nardulli pour la production d'un pion dans le cadre de la théorie unifiée de Weinberg et Salam pour des valeurs de $\sin^2 \theta_W$ incluant la valeur admise à l'heure actuelle.

Pour ce qui concerne la structure en isospin du courant neutre hadronique faible, la composante isovectorielle est mise en évidence, en particulier dans les spectres de masse invariante π -nucléon pour les canaux $p\pi^0$ et $p\pi^-$. Nos données ne militent pas en faveur d'une structure en isospin purement isoscalaire ou isovectorielle, mais concordent avec un mélange $I = 0$, $I = 1$.

Enfin, nous confirmons que le signe du produit des constantes de couplage u_L d_L est négatif.

REFERENCES

Chapitre I

- I.1 M. HAGUENAUER, Thèse d'Etat de l'Université de Paris VI (1973)
- I.2 W. VENUS, programme NUFLUX et
H. WACHSMUTH, programme DISMUNU
- I.3 International colloquium on Bubble Chambers (Heidelberg),
CERN 67-26
- I.4 Gargamelle User's Handbook

Chapitre II

- II.1 Hydra application manual. CERN program library
- II.2 Specification of D.S.T. for $\nu/\bar{\nu}$ in C_6H_6 , F.W. BULLOCK (1975)
and G.G.M. User's Handbook-Analysis/1210
- II.3 A.M. LUTZ, Thèse d'Etat, L.A.L. 1276, mai 1976
- II.4 MINUIT CERN/TC Program library
- II.5 T. BOLOGNESE, Thèse de 3e cycle, Université Louis Pasteur,
Strasbourg (1978), CRN/HE 78-22
- II.6 I. DANILCHENKO and D. HAIDT, TCL/Int 75-7
- II.7 B. ROSSI, High Energy Particles (Prentice-Hall)
- II.8 C. LONGUEMARE, Thèse d'Etat de l'Université de Paris-Sud,
L.A.L. 78/4
- II.9 Visible volume of Gargamelle (Bergen), rapport interne à la
collaboration
- II.10 Proceedings of the 1964 Easter School for Physicists,
Herceg-Novi, CERN 64-13

Chapitre III

- III.1 C. RACCA, Thèse de 3e cycle, Université Louis Pasteur,
Strasbourg (1978), CRN/HE 78-23
- III.2 F.J. HASERT et al., Nuclear Physics B73 (1974), 1
- III.3 W.F. FRY and D. HAIDT, Yellow report CERN 75-1
- III.4 J.P. VIALLE, Thèse d'Etat de l'Université de Paris-Sud (1974)

- III.5 D. BLUM, Simulation dans Gargamelle d'un bruit de fond de neutrons produit par le faisceau de neutrinos (Orsay), 1973
- III.6 O. ERRIQUEZ et al., Physics Letters 80B (1979), 309
- III.7 O. ERRIQUEZ et al., Nuclear Physics B140 (1978), 123
D. HUSS, Thèse d'Etat de l'Université Louis Pasteur, Strasbourg, CRN/HE 80-4
- III.8 R. AROSIO, D. HAIDT and C. MATTEUZZI, CERN/TC-L/Internat' Note 77.3
- III.9 HYDRA Application Manual, CERN program library
- III.10 E. BELLOTTI et al., Nuovo Cimento 18A (1970), 202
- III.11 M. POHL, Nuclear corrections due to pion and nucleon cascades in exclusive neutrino interactions, Aachen preprint Dissertation : AC Intern 80/02, Physikalisches Institute RWTH Aachen
- III.12 C. LONGUEMARE, Thèse d'Etat de l'Université de Paris-Sud, L.A.L. 78/4
- III.13 S.M. BERMAN, Rapport CERN 61-22
- III.14 R. SERBER, Physical Review 72 (1947), 1114
- III.15 A. WERBRUCK, Methods in Subnuclear Physics, M. Nikolic Ed., Vol.1, New York, 1968
- III.16 N. METROPOLIS et al., Physical review 110 (1958), 185 et 204
- III.17 K.A. BROECKNER, R. SERBER, K.M. WATSON, Physical Review 84 (1951), 258
- III.18 F. BINON et al., Nuclear Physics B17 (1970), 168
- III.19 G. BELLETINI et al., Physical Review 79 (1966), 609
- III.20 O.F. NEMETS et al., Sov. Jour. Part. Nucl. 6(1976), 335
- III.21 E. FETT et al., Nucl. Instr. and Methods 144 (1977), 109 ;
J.P.ENGEL, Thèse d'Etat de l'Université Louis Pasteur, Strasbourg, CRN/HE 80-

Chapitre IV

- IV.1 S. WEINBERG, Physical Review Letters 19 (1967), 1264 ;
S. WEINBERG, Physical Review D5 (1972), 1412
- IV.2 A. SALAM in Proc. of the 8th Nobel Symposium (Almqvist and Wicksel, Stockholm, 1968)
- IV.3 C.N. YANG, R.L. MILLS, Physical Review 96 (1954), 191
- IV.4 F.J. HASERT et al., Physics Letters 46B (1973), 138 ;
Nuclear Physics B73 (1974), 1
- IV.5 P.W. HIGGS, Physics Letters 12 (1964), 132 ;
Physical Review Letters 13 (1964), 508

- IV.6 S. GLASHOW, J. ILIOPOULOS, L. MAIANI, Physical Review D2 (1970), 1285
- IV.7 L.F. ABBOTT and R.M. BARNETT, Physical Review D18 (1978), 3214
- IV.8 John E. KIM et al., Nuclear Physics B135 (1978), 45
- IV.9 S.L. ADLER, Annals of Physics (N.Y.), 50 (1968), 189
- IV.10 S.L. ADLER et al., Physical Review D13 (1976), 1216
- IV.11 G.L. FOGLI and G. NARDULLI, Nuclear Physics B160 (1979), 116
- IV.12 G.L. FOGLI and G. NARDULLI, Nuclear Physics B165 (1980), 162
- IV.13 G.L. FOGLI, Physics Letters 78B (1979), 75
- IV.14 T. BOLOGNESE et al., Physics Letters 81B (1979), 393
- IV.15 W. KRENZ et al., Nuclear Physics B135 (1978), 45
- IV.16 G.L. FOGLI, communication privée.

**Imprimé
au Centre de
Recherches Nucléaires
Strasbourg
1982**